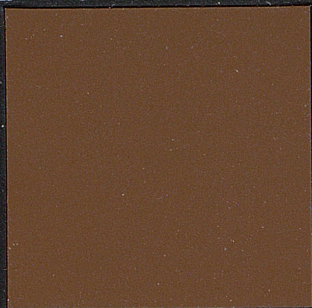
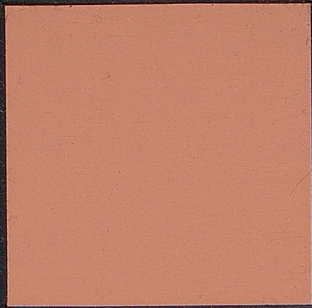
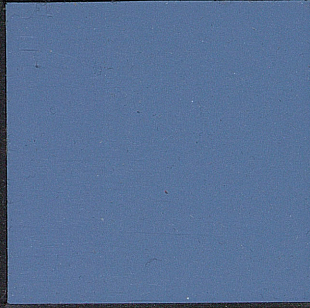
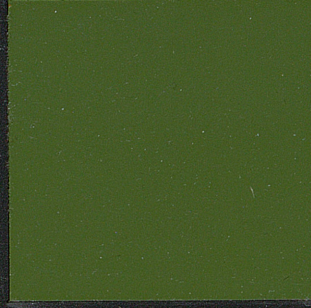
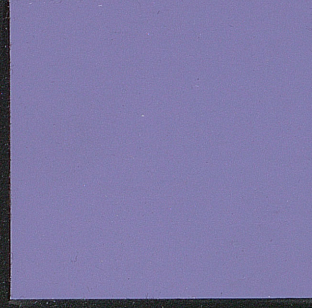
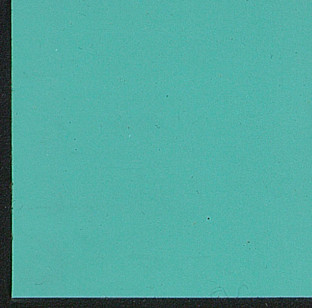
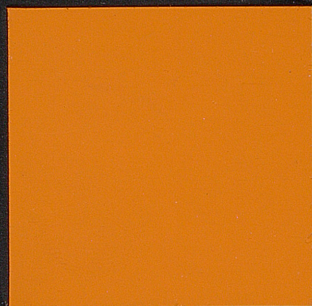
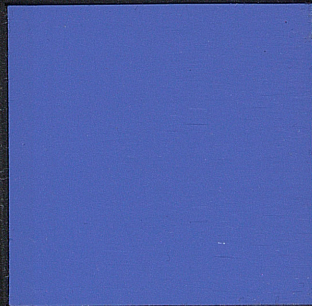
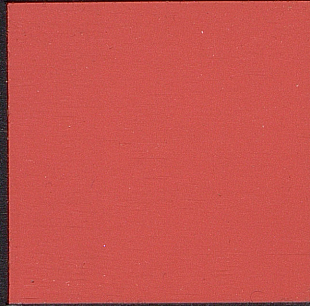
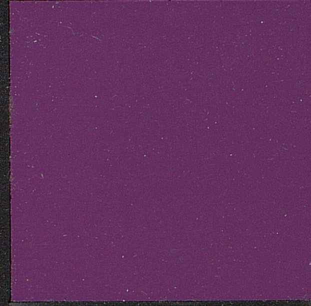
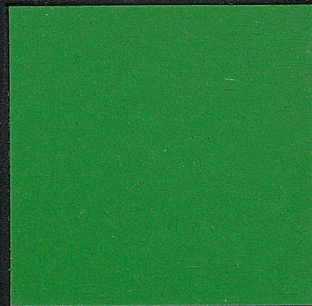
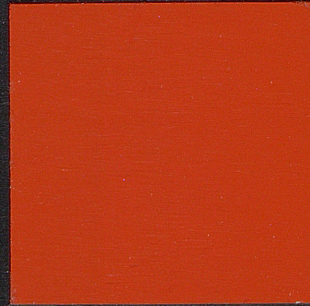
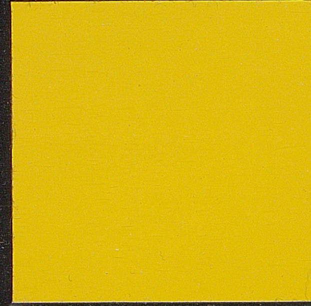
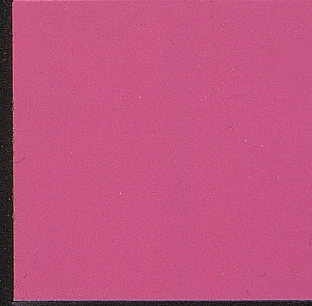
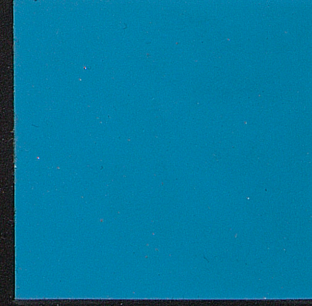
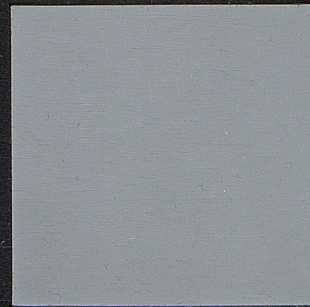
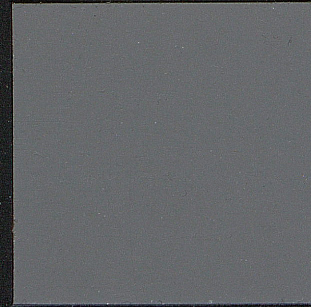
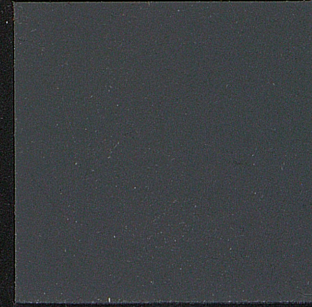
colorchecker CLASSIC

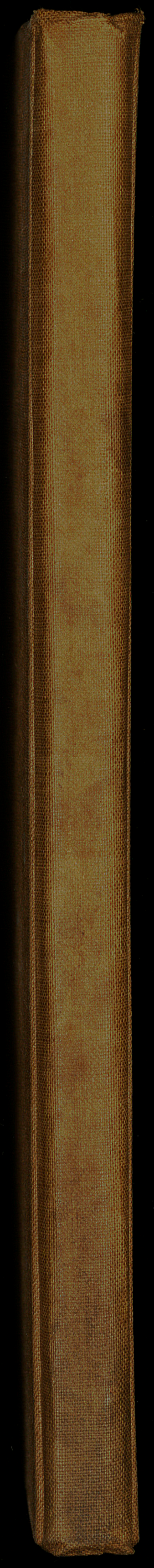



x·rite

mm







Gravé par Erhard Fres

H. & Cie

TABLEAU DES 86 DÉPARTEMENTS

ET DES 362 ARRONDISSEMENTS (SANS L'ALGÉRIE)

(Les chefs-lieux de département dans la seconde colonne sont en PETITES CAPITALES. Les sous-préfectures, en romain ordinaire, et les lieux remarquables, autres que les chefs-lieux d'arrondissement, en *italique*)

DÉPARTEMENTS	ARRONDISSEMENTS
Ain	Bourg, Belley, Gex, Nantua, Trévoux.
Aisne	Laon, Château-Thierry, Saint-Quentin, Soissons, Vervins, *Chauny*.
Allier	Moulins, Gannat, La Palisse, Montluçon, *Vichy*.
Alpes (Basses-)	Digne, Barcelonette, Castellane, Forcalquier, Sisteron, *Manosque*.
Alpes (Hautes-)	Gap, Briançon, Embrun.
Alpes-Maritimes	Nice, Grasse, Puget-Théniers, *Menton*.
Ardèche	Privas, Largentière, Tournon, *Annonay*.
Ardennes	Mézières, Rethel, Rocroy, Sedan, Vouziers, *Charleville*.
Ariége	Foix, Pamiers, Saint-Girons.
Aube	Troyes, Arcis-sur-Aube, Bar-sur-Aube, Bar-sur-Seine, Nogent-sur-Seine.
Aude	Carcassonne, Castelnaudary, Limoux, Narbonne.
Aveyron	Rodez, Espalion, Milhau, Saint-Affrique, Villefranche.
Bouches-du-Rhône	Marseille, Aix, Arles, *Tarascon*.
Calvados	Caen, Bayeux, Falaise, Lisieux, Pont-l'Évêque, Vire, *Honfleur*.
Cantal	Aurillac, Mauriac, Murat, Saint-Flour.
Charente	Angoulême, Barbezieux, Cognac, Confolens, Ruffec.
Charente-Inférieure	La Rochelle, Jonzac, Marennes, Rochefort, Saintes, Saint-Jean-d'Angély.
Cher	Bourges, Saint-Amand, Sancerre, *Vierzon*.
Corrèze	Tulle, Brives, Ussel.
Corse	Ajaccio, Bastia, Calvi, Sartène.
Côte-d'Or	Dijon, Beaune, Châtillon-sur-Seine, Semur, *Auxonne*.
Côtes-du-Nord	Saint-Brieuc, Dinan, Guingamp, Lannion, Loudéac, *Tréguier*.
Creuse	Guéret, Aubusson, Bourganeuf, Boussac.
Dordogne	Périgueux, Bergerac, Nontron, Ribérac, Sarlat.
Doubs	Besançon, Baume-les-Dames, Montbéliard, Pontarlier.
Drôme	Valence, Die, Montélimart, Nyons.
Eure	Évreux, Les Andelys, Bernay, Louviers, Pont-Audemer.
Eure-et-Loir	Chartres, Châteaudun, Dreux, Nogent-le-Rotrou, *Maintenon*.
Finistère	Quimper, Brest, Châteaulin, Morlaix, Quimperlé.
Gard	Nîmes, Alais, Uzès, Le Vigan, *Beaucaire*.
Garonne (Haute-)	Toulouse, Muret, Saint-Gaudens, Villefranche, *Bagnères-de-Luchon*.
Gers	Auch, Condom, Lectoure, Lombez, Mirande.
Gironde	Bordeaux, Bazas, Blaye, La Réole, Lesparre, Libourne.
Hérault	Montpellier, Béziers, Lodève, Saint-Pons, *Cette*.
Ille-et-Vilaine	Rennes, Fougères, Montfort, Redon, Saint-Malo, Vitré, *Saint-Servan*.
Indre	Châteauroux, Le Blanc, Issoudun, La Châtre.
Indre-et-Loire	Tours, Chinon, Loches.
Isère	Grenoble, La Tour-du-Pin, Saint-Marcellin, Vienne.
Jura	Lons-le-Saunier, Dôle, Poligny, Saint-Claude, *Salins*.
Landes	Mont-de-Marsan, Dax, Saint-Sever.
Loir-et-Cher	Blois, Romorantin, Vendôme.
Loire	Saint-Étienne, Montbrison, Roanne, *Rive-de-Gier*, *Saint-Chamond*.
Loire (Haute-)	Le Puy, Brioude, Yssingeaux.
Loire-Inférieure	Nantes, Ancenis, Châteaubriant, Paimbœuf, Saint-Nazaire, *Savenay*.
Loiret	Orléans, Gien, Montargis, Pithiviers, *Beaugency*.
Lot	Cahors, Figeac, Gourdon.

DÉPARTEMENTS	ARRONDISSEMENTS
Lot-et-Garonne	Agen, Marmande, Nérac, Villeneuve.
Lozère	Mende, Florac, Marvéjols.
Maine-et-Loire	Angers, Baugé, Cholet, Saumur, Segré.
Manche	Saint-Lô, Avranches, Cherbourg, Coutances, Mortain, Valognes, *Granville*.
Marne	Châlons, Épernay, Reims, Sainte-Menehould, Vitry-le-François.
Marne (Haute-)	Chaumont, Langres, Vassy.
Mayenne	Laval, Château-Gontier, Mayenne.
Meurthe-et-Moselle	Nancy, Briey, Lunéville, Toul (Château-Salins et Sarrebourg, du département de la Meurthe, cédés à l'Allemagne).
Meuse	Bar-le-Duc, Commercy, Montmédy, Verdun.
Morbihan	Vannes, Lorient, Ploërmel, Pontivy.
(Moselle, ancien départem.	Partie cédée à l'Allemagne : Metz, Sarreguemines, Thionville.)
Nièvre	Nevers, Château-Chinon, Clamecy, Cosne.
Nord	Lille, Avesnes, Cambrai, Douai, Dunkerque, Hazebrouck, Valenciennes.
Oise	Beauvais, Clermont, Compiègne, Senlis.
Orne	Alençon, Argentan, Domfront, Mortagne, *Laigle*.
Pas-de-Calais	Arras, Béthune, Boulogne, Montreuil, Saint-Omer, Saint-Pol, *Calais*.
Puy-de-Dôme	Clermont-Ferrand, Ambert, Issoire, Riom, Thiers.
Pyrénées (Basses-)	Pau, Bayonne, Mauléon, Oloron, Orthez.
Pyrénées (Hautes-)	Tarbes, Argelès, Bagnères.
Pyrénées-Orientales	Perpignan, Céret, Prades, *Collioure*.
(Bas-Rhin, ancien départem.	Tous les arrondissements cédés : Strasbourg, Saverne, Schlestadt, Wissembourg.)
(Haut-Rhin, ancien départ.	Arrondissements cédés : Colmar, Mulhouse.) Belfort, chef-lieu d'arrondissement, laissé à la France.
Rhône	Lyon, Villefranche, *Tarare*.
Saône (Haute-)	Vesoul, Gray, Lure.
Saône-et-Loire	Mâcon, Autun, Châlon, Charolles, Louhans, *Le Creusot*.
Sarthe	Le Mans, La Flèche, Mamers, Saint-Calais.
Savoie	Chambéry, Albertville, Moutiers, Saint-Jean-de-Maurienne, *Aix-les-Bains*.
Savoie (Haute-)	Annecy, Bonneville, Saint-Julien, Thonon.
Seine	Paris, Saint-Denis, Sceaux, *Boulogne-sur-Seine*, *Neuilly-sur-Seine*, *Clichy-la-Garenne*, *Vincennes*, *Charenton*.
Seine-et-Marne	Melun, Coulommiers, Fontainebleau, Meaux, Provins, *Montereau*.
Seine-et-Oise	Versailles, Corbeil, Étampes, Mantes, Pontoise, Rambouillet, *Sèvres*, *Saint-Cloud*, *Saint-Germain*.
Seine-Inférieure	Rouen, Dieppe, Le Havre, Neufchâtel, Yvetot, *Fécamp*, *Elbeuf*.
Sèvres (Deux-)	Niort, Bressuire, Melle, Parthenay.
Somme	Amiens, Abbeville, Doullens, Montdidier, Péronne, *Saint-Valery-sur-Somme*.
Tarn	Alby, Castres, Gaillac, Lavaur, *Mazamet*.
Tarn-et-Garonne	Montauban, Castel-Sarrasin, Moissac.
Var	Draguignan, Brignoles, Toulon, *Hyères*.
Vaucluse	Avignon, Apt, Carpentras, Orange.
Vendée	Napoléon-Vendée, Fontenay-le-Comte, Les Sables-d'Olonne.
Vienne	Poitiers, Châtellerault, Civray, Loudun, Montmorillon.
Vienne (Haute-)	Limoges, Bellac, Rochechouart, Saint-Yrieix.
Vosges	Épinal, Mirecourt, Neufchâteau, Remiremont, Saint-Dié, *Plombières*.
Yonne	Auxerre, Avallon, Joigny, Sens, Tonnerre.

Cours d'Electricité
de M. Bouty.
(suite)
Cours de M Pellat



26e leçon (suite)

Prenons une aiguille cylindrique très allongée, en fer doux : enroulons autour d'elle en hélice un fil conducteur : soit n le nombre de spires par centimètre ; la force exercée par le courant, d'intensité i, est :

$$F = 4n\pi i.$$

Si l'on néglige l'action désaimantisante des extrémités, l'intensité d'aimantation induite sera :

$$I = kF = 4n\pi k i.$$

Cette formule donne un moyen de déterminer le coefficient k, en mesurant le moment magnétique M communiqué à un long barreau ; on a en effet :

$$M = Ils$$

l étant sa longueur et s sa section ; on en déduit I, et, connaissant i et n, on calcule k.

Pour mesurer M sans rendre le barreau mobile ni le retirer de la bobine, on place l'aiguille et la bobine perpendiculairement au méridien magnétique, et on lui fait dévier une aiguille aimantée comme dans l'expérience de Gauss ; on fait d'abord agir la bobine seule traversée par le même courant, puis la bobine contenant l'aiguille, ce qui produit une déviation plus forte. La différence des

deux moments mesurés sera le moment M cherché.
Cette méthode n'est pas rigoureuse, parce qu'on néglige l'action démagnétisante des pôles; mais elle est d'autant plus exacte que l'aiguille est plus longue.
— Autre méthode pour déterminer μ et k.
Prenons d'abord la bobine seule, sans son noyau de fer doux, et entourons-la d'une boucle fermée en communication avec un galvanomètre. Quand on lance le courant dans la bobine ~~[illegible]~~ on crée un flux de force FS qui traverse la boucle (d'aire S). Soit R sa résistance, la quantité d'électricité développée par induction est:

$$Q = \frac{FS}{R}. \qquad \text{(p. 259.)}$$

En mesurant Q (par le galvanomètre balistique) on peut évaluer F et par suite l'intensité i du courant.
Plaçons ensuite le noyau de fer doux dans la bobine; son intensité d'aimantation induite sera: $I = kF$.
Le flux de force qu'il émet à travers la boucle fermée a pour valeur: $4\pi IS = 4\pi kFS$.
En effet, c'est comme si l'on transportait la quantité de magnétisme IS de $-\infty$ à $+\infty$. Le flux de force total est donc: $FS + 4\pi kFS = FS(1+4\pi k) = \mu FS$.
La quantité d'électricité mise en jeu par induction est:

$$Q' = \mu \frac{FS}{R}.$$

On voit que l'introduction du noyau de fer doux dans la bobine a pour effet de multiplier l'induction par le facteur μ. Cela montre aussi que μ est bien la perméabilité magnétique.

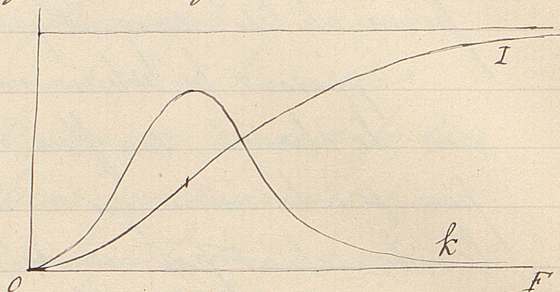
Supposons la bobine noyée dans le fer doux: il n'y a rien de changé, son flux de force est toujours multiplié par μ; de même qu'en Electrostatique, quand on remplace le vide isolant par un diélectrique, le flux de force se trouve multiplié par la constante diélectrique.

Au lieu d'un barreau droit, prenons maintenant un tore de fer doux entouré d'une bobine continue: quand on lance le courant dans la bobine, on crée un flux de force $\mu F S$ qui traverse une boucle fermée d'aire S entourant la bobine. Dans ce cas, on sait qu'il n'y a pas d'action démagnétisante (p. 322.) On peut ainsi mesurer la perméabilité magnétique μ; c'est la méthode la plus correcte. Connaissant μ, on peut calculer k.

Propriétés magnétiques du fer.

Le coefficient d'aimantation du fer, au lieu d'être constant comme pour les corps peu magnétiques, est variable avec la grandeur de la force d'aimantation. Un barreau de fer vierge que l'on soumet à une force magnétisante croissante commence à s'aimanter très peu, puis, pour ~~une~~ des forces

moyennes, son aimantation croît rapidement, ensuite elle croît plus lentement et tend asymptotiquement vers un maximum fini, ~~quelle~~ si grande que soit la force. On dit alors qu'il y a saturation.



Si l'on construit la courbe des intensités d'aimantation I, en prenant pour abscisses les forces magnétiques F, on obtient la forme ci-contre, au lieu d'une ligne droite qu'on aurait si k était constant.
Comme $I = kF$, la courbe qui représente k passe par un maximum et a pour asymptote l'axe des abscisses. k part de 0 et tend vers 0 quand la force augmente.
La ~~cou~~ perméabilité magnétique $\mu = 1 + 4\pi k$ aurait une courbe analogue.

27e leçon

Nous avons vu que la présence du fer dans une bobine multiplie son flux de force et par suite tous les phénomènes d'induction par le coefficient $(1 + 4\pi k)$. Comme le maximum de k est de 30 à 40, pour certaines sortes de fer, ce coefficient peut s'élever à 400 ou 500. Les coefficients de self-induction et d'induction réciproque se trouvent multipliés par le même nombre. Aussi le fer

joue-t-il un rôle essentiel et prépondérant dans les appareils d'induction. Toutefois, son influence diminue à mesure qu'on emploie des courants plus intenses pour avoir une force magnétisante plus puissante : car k tend vers *zéro* après avoir dépassé son maximum. Dans la pratique, on obtient encore, aux plus grandes intensités, un coefficient μ égal à 40, 30, ou au moins à 10. Il y a donc toujours avantage à employer des noyaux de fer, bien que cet avantage diminue aux grandes intensités.

Pour expliquer le fait de la saturation dans l'hypothèse du fluide magnétique, on admet que la quantité de fluide que contient un morceau de fer n'est pas infinie. Dans l'hypothèse d'Ampère, la saturation ne s'explique pas moins bien : dans un corps non aimanté, les courants particulaires sont distribués dans tous les sens. La force magnétisante a pour effet de les orienter plus ou moins dans le même sens ; le maximum de aimantation serait évidemment atteint quand ils seraient devenus tous parallèles et de même sens. L'hypothèse d'Ampère prévoit donc le fait de la saturation. Mais on n'a pas entièrement réussi à déduire *a priori* la loi suivant laquelle varie l'aimantation en fonction de la force magnétisante, et à retrouver par le calcul la courbe assez compliquée que donne l'expérience

Il semble que la nature répugne à la production de champs magnétiques intenses. En effet, si l'on n'emploie que les courants (dans une bobine), le fil s'échauffe quand le courant est intense, et devient plus résistant, ce qui accroît l'échauffement ; si ~~l'on~~ le courant est trop intense, il finit par faire fondre les fils. Si l'on veut renforcer l'action du courant par un noyau de fer doux, on a un grand bénéfice aux intensités moyennes, mais le bénéfice est de moins en moins grand à mesure que l'on augmente l'intensité du courant. C'est un fait analogue à celui de la déperdition, qui, croissant rapidement avec le potentiel, s'oppose à la production et surtout à la conservation de champs électriques intenses. Les champs magnétiques les plus puissants qu'on obtienne sont de 100.000 à 150.000 unités C.G.S.

Magnétisme rémanent. Lorsqu'on fait cesser l'action de la force magnétisante, le fer conserve une certaine aimantation résiduelle, plus faible que l'aimantation primaire. Si l'on soumet un barreau de fer vierge à des forces magnétisantes croissantes, et que l'on mesure chaque fois l'aimantation résiduelle, on obtient pour celle-ci une courbe analogue à celle de l'aimantation directe, mais plus basse ; elle a aussi un maximum dont elle s'approche

asymptotiquement, mais il est plus faible.

Autrefois, on distinguait nettement le fer doux et l'acier trempé : on considérait le premier comme ne conservant aucune aimantation, et le second comme conservant son aimantation tout entière. Depuis, on a découvert que tous les corps se comportent de même au degré près, et possèdent tous un magnétisme rémanent. Un fer très doux garde $\frac{1}{30}$ de son aimantation, et un acier bien trempé en garde la moitié. En revanche, l'aimantation primaire de l'acier est moindre que celle du fer doux.

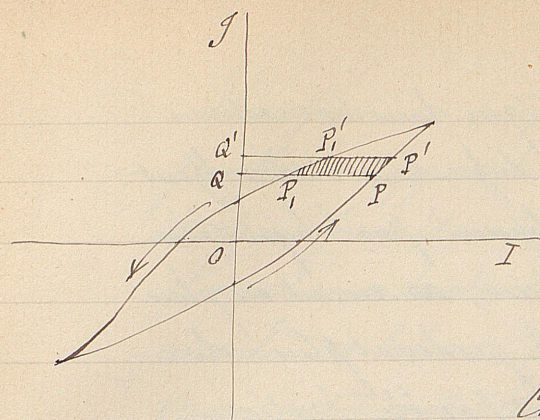
Le magnétisme rémanent est tantôt utile, et tantôt nuisible. C'est à lui que nous devons tous les aimants artificiels permanents, qu'on obtenait autrefois au moyen d'autres aimants (naturels ou non), et qu'on obtient aujourd'hui au moyen des courants.

D'autre part, le magnétisme rémanent est une cause de trouble ou d'embarras dans beaucoup de phénomènes, qu'il vient compliquer. L'aimantation résiduelle exerce sur l'aimant lui-même une force démagnétisante, en induisant une aimantation temporaire inverse. Le magnétisme apparent, dont on observe les effets, n'est que l'excès du magnétisme rémanent sur cette aimantation

inverse. Ainsi un aimant abandonné à lui même tend toujours à se désaimanter: c'est une chose instable et fragile. Aussi, pour conserver les barreaux aimantés, prend-on la précaution de leur donner des armatures de fer doux qui s'aimantent par influence, de manière à former des solénoïdes fermés soustraits aux actions extérieures et dénués de pôles libres (v. p. 322.)

L'aimantation résiduelle complique les phénomènes d'aimantation: car la même force magnétisante ne produit pas le même effet sur un fer déjà aimanté que sur un fer vierge. Ainsi l'état d'un aimant dépend non seulement des conditions présentes, mais de toutes les circonstances passées; il a une histoire et presque un caractère. Il est vrai qu'on peut effacer son passé et le rendre vierge de toute aimantation en le chauffant au rouge blanc.

Dans la plupart des machines magnéto électriques les noyaux de fer doux sont soumis à des forces magnétisantes périodiques, généralement en sens inverse. Après un certain nombre de périodes, la courbe de l'aimantation pendant une période conserve une forme fixe: le fer a pris une habitude, un régime permanent s'est établi. Une telle courbe s'appelle <u>courbe de hystérésis</u> (ce nom



a remplacé celui de force coercitive.)
Le phénomène de hystérésis cause une perte continuelle d'énergie dans les machines périodiques, comme on va le montrer.

Comme les forces magnétisantes sont proportionnelles aux intensités du courant qui les produit, nous prendrons celles-ci pour abscisses : cela ne fait que changer les proportions de la courbe, et non sa forme.

Le travail correspondant à un accroissement de flux $d\mathcal{F}$ est :
$$d\mathcal{C} = I\, d\mathcal{F}$$
I étant l'intensité du courant. Soit d'autre part $\mathcal{J}$ l'intensité d'aimantation induite : $\mathcal{F} = 4\pi \mathcal{J}$ par unité de volume du noyau de fer ; d'où :
$$d\mathcal{F} = 4\pi\, d\mathcal{J} \qquad d\mathcal{C} = 4\pi I\, d\mathcal{J}$$
Ce travail élémentaire ~~employé~~ dépensé pour à faire croître $\mathcal{J}$ de $d\mathcal{J}$ est représenté par l'aire $PQP'Q'$ ($I \times d\mathcal{J}$.) Au retour, pendant la même phase, c.à.d. quand $\mathcal{J}$ décroît de $d\mathcal{J}$, le travail restitué par la machine est représenté par l'aire $P_1P_1'QQ'$. Ainsi le travail perdu dans les deux phases correspondantes est représenté par l'aire $PP'P_1P_1'$, et le travail perdu dans une période entière correspond à l'aire totale de la courbe de hystérésis.

On avait observé depuis longtemps que dans les machines à courant alternatif les noyaux de fer doux s'échauffent : cette chaleur provient du travail dépensé par l'hystérésis. Si l'on avait pris des noyaux d'acier, ~~on~~ aurait eu plus de hystérésis, donc plus de travail perdu et plus de chaleur dégagée, ce qui n'aurait pas été pratique. On comprend l'importance industrielle et économique de l'hystérésis, puisqu'elle correspond à une perte d'énergie.

Signalons enfin une autre complication des aimants induits par les courants : le noyau de fer d'une bobine est le siège de courants induits transversaux, appelés courants de Foucault. Ces courants ~~dg~~ échauffent le fer, et de plus ils s'opposent à la formation du champ ~~on~~ et au mouvement, en vertu de la loi de Lenz. On les évite donc le plus possible, en remplaçant les noyaux pleins par des faisceaux de fils de fer, dont on oxyde la surface ou vernit pour les rendre moins conducteurs. Ils s'aimantent aussi bien qu'un noyau plein de même masse, mais ils opposent une grande résistance aux courants de Foucault, qui sont obligés de passer de l'un à l'autre.

Maintenant que l'on connaît tous les organes des machines d'induction, nous pouvons les décrire et les étudier.

Une première catégorie de machines d'induction comprend les appareils sans mouvement, qu'on appelle des transformateurs.

Considérons d'abord le cas où, le circuit inducteur (de résistance R) étant enroulé en bobine, le circuit induit se réduit à une spire entourant la bobine; sa résistance sera négligeable par rapport aux coefficients d'induction L et M.

Supposons que le courant inducteur soit périodique; il aura pour équation (I étant son intensité):

$$L\frac{dI}{dt} + M\frac{dI'}{dt} + RI = A\sin\omega t$$

L'équation du courant induit (d'intensité I') sera:

$$L'\frac{dI'}{dt} + M\frac{dI}{dt} = 0$$

De cette dernière on tire immédiatement:

$$\frac{dI'}{dt} = -\frac{M}{L'}\cdot\frac{dI}{dt}$$

La solution est donnée par des intégrales périodiques:

$$I = A\sin(\omega t - \varphi)$$

et par suite:

$$I' = -\frac{M}{L'}A\sin(\omega t - \varphi)$$

On voit que l'intensité maxima du courant induit est à l'intensité maxima du courant inducteur dans le rapport $\frac{M}{L'}$, qui est très grand, la self induction L' d'une spire étant très faible par rapport à l'induction M due à une bobine d'un millier de spires. Ainsi le courant induit est de même phase que le courant inducteur, mais de

sens inverse et beaucoup plus intense. Il doit donc y avoir une répulsion très forte entre les 2 courants : c'est ce que montre l'expérience d'Elihu Thomson : on met sur la bobine inductrice un anneau de fer : il est violemment repoussé.

Supposons maintenant que l'inducteur et l'induit soient deux bobines régulièrement enroulées sur un même noyau de fer doux. Soient N et n leurs nombres de spires par centimètre de longueur. Le coefficient L du 1er circuit est de la forme BN^2 ; le coefficient d'induction mutuelle M est alors BNn, et le coefficient L' du 2e circuit est Bn^2. En effet, le flux de force, étant surtout dû au noyau de fer doux, est proportionnel au nombre de spires de l'inducteur : il est $4\pi NI$; comme il traverse toutes les spires de l'inducteur, la self-induction est proportionnelle à N^2 ; pour la même raison, l'induction mutuelle est proportionnelle à Nn.

On a pour les intensités les mêmes équations que dans le cas précédent, en tenant compte de la résistance R' de l'induit :

$$L\frac{dI}{dt} + M\frac{dI'}{dt} + RI = A \sin \omega t$$

$$L'\frac{dI'}{dt} + M\frac{dI}{dt} + RI' = 0$$

On en tire des solutions périodiques de la forme :

$$I = P \sin(\omega t - \varphi)$$
$$I' = Q \sin(\omega t - \varphi')$$

contenant 4 constantes d'intégration : P, Q, φ, φ'.
Ce qu'il importe surtout de connaître, c'est le rapport des intensités maxima, qui est $\frac{Q}{P}$.
On trouve approximativement :

$$\frac{Q}{P} = \frac{M\omega}{\sqrt{R'^2 + L'^2\omega^2}} = \frac{M}{\sqrt{L'^2 + \frac{R'^2}{\omega^2}}}$$

Si le courant alternatif est à haute fréquence, ω est très-grand, et l'on a approximativement :

$$\frac{Q}{P} = \frac{M}{L'} = \frac{N}{n}.$$

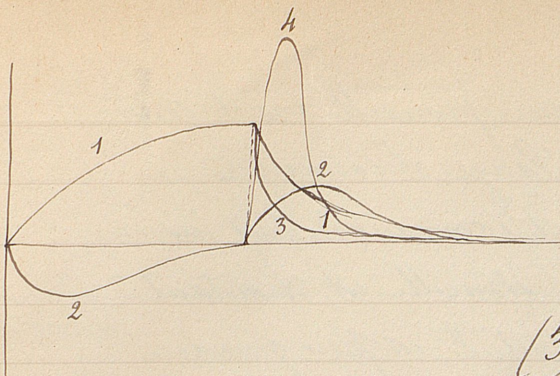
Ainsi les intensités sont sensiblement proportionnelles aux nombres de spires des 2 bobines : on peut donc multiplier l'intensité d'un courant alternatif dans le rapport qu'on veut, c.à.d. avec un courant peu intense obtenir un courant très intense et de même période (seulement décalé de $\varphi - \varphi'$.)
Dans les transformateurs industriels, les bobines ont un petit nombre de spires, de manière à avoir une faible résistance : il y a peu de chaleur dégagée, et peu d'énergie perdue par hystérésis.
Si l'énergie consommée par l'inducteur se retrouvait entièrement dans l'induit, on aurait : $ET = E'I'$.

Or: $\frac{I'}{I} = \frac{N}{n}$, donc $\frac{E}{E'} = \frac{N}{n}$.

Ainsi les différences de potentiel sont en raison inverse des intensités de courant. On peut ainsi transformer une intensité ou une force électromotrice dans tel rapport qu'on veut.

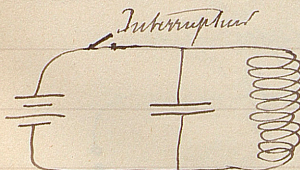
Application pratique: Pour transporter à distance l'énergie électrique, il y a avantage à employer un courant de faible intensité, car la chaleur produite et l'énergie perdue sont RI^2; par suite, on emploie un premier transformateur à convertir le courant primitif en un courant de faible intensité et de grande force électromotrice, puis un second transformateur convertit celui-ci en un courant de moindre force électromotrice et de grande intensité.

La bobine de Ruhmkorff est une espèce de transformateur: mais la résistance du circuit induit (à fil fin) est très grande (plusieurs milliers d'ohms); de plus, le courant primaire (inducteur) n'est pas alternatif, mais interrompu. Théoriquement, l'établissement et l'interruption étant représentées par la courbe 1, le courant induit, inverse d'abord, puis direct, sera figuré par la courbe 2. Mais en réalité, l'interruption produit

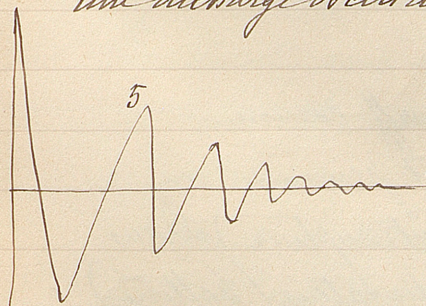


une étincelle qui augmente beaucoup la résistance, de sorte que le courant inducteur finit bien plus vite qu'il ne s'établit (courbe (3)); par suite, le courant induit direct est beaucoup plus intense et plus court que le courant induit inverse (courbe 2); d'ailleurs la quantité d'électricité transportée dans les deux sens par ces deux courants (et représentée par l'aire des courbes correspondantes 2 et 4) est la même en valeur absolue.

Une autre complication provient du condensateur placé en dérivation dans le ~~courant~~ circuit primaire: il a pour effet de



diminuer considérablement la self-induction et par suite l'étincelle de rupture. Il remplace ainsi la décharge continue (courbe 3) par une décharge oscillante (courbe 5), ce qui produit une chute



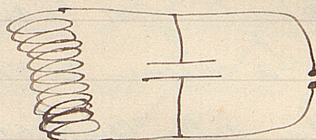
de intensité beaucoup plus rapide, et exagère l'intensité et la brièveté du courant induit direct.

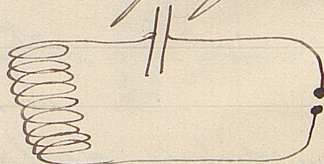
De là résultent les propriétés curieuses de la bobine de Ruhmkorff. Si le circuit induit est fermé, l'intensité moyenne du courant est nulle. Si l'on y intercale un voltamètre, les quantités de hydrogène

et d'oxygène dégagés dans chaque éprouvette seront correspondants et formeront un mélange détonant.

Si le circuit est interrompu, c'est le courant induit inverse qui produit l'étincelle; car une étincelle est d'autant plus forte que la différence de potentiel est plus grande.

De plus, l'étincelle dépend de la capacité du circuit: si l'on change cette capacité, on change la nature de l'étincelle. Par exemple, si l'on met un condensateur en dérivation sur le circuit induit, on diminue la self-induction (qui s'oppose au courant induit) et l'on augmente la capacité. L'étincelle est beaucoup plus forte, car le condensateur se décharge en même temps que la bobine.

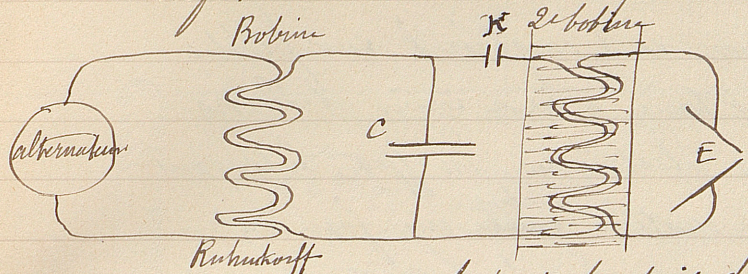




Si le condensateur est disposé en tension, il affaiblit au contraire l'étincelle, car il se décharge d'une manière continue.

On peut employer la bobine de Ruhmkorff comme transformateur. Lançons dans le circuit primaire un courant alternatif (en supprimant l'interrupteur). Dans le circuit secondaire ~~intercalons~~ mettons un condensateur (batterie) en dérivation, et intercalons une interruption K (2 plaques de cuivre) et une bobine à gros fil, qui plonge dans un liquide

isolant (pétrole) et est entouré d'une bobine à fil fin; enfin celle-ci communique avec un excitateur E. L'on



obtient en K de fortes étincelles, dues à l'interposition du condensateur C; ~~comme~~ celui-ci produit des décharges oscillantes, qui passent presque entièrement par la 2e bobine, à cause de la grande résistance de l'induit de la 1e bobine. Il en résulte que le courant inducteur de la 2e bobine a des oscillations beaucoup plus fréquentes que le courant alternatif primaire, et par suite induit un courant de grande force électromotrice. En somme, on a 2 transformateurs superposés qui augmentent la différence de potentiel dans des proportions énormes en augmentant la fréquence des oscillations et en diminuant l'intensité. On obtient ainsi à l'excitateur E de grandes étincelles, on peut illuminer un tube de Geissler ou une lampe à incandescence, et en même temps le courant peut traverser le corps de l'opérateur sans aucune secousse, tant son intensité est faible.

28e leçon

Machines d'induction et moteurs électriques.

Les appareils d'induction sont en général susceptibles d'inversion, et peuvent tour à tour servir d'électro-moteurs et de moteurs électriques. En effet, le courant produit par un électro-moteur ~~crée~~ développe une force entre les parties fixes et les parties mobiles, et cette force est contraire au mouvement. Si donc on lance le même courant dans le circuit induit, il ~~produira~~ développera la même force, qui produira un mouvement inverse.

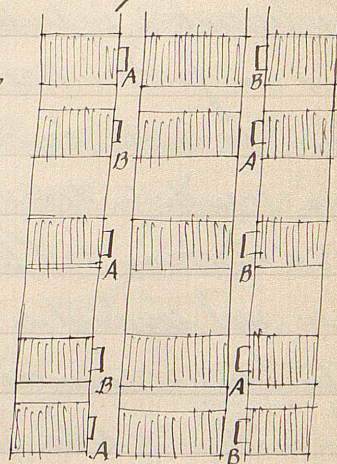
Le téléphone est un électromoteur essentiellement réversible, puisque le transmetteur et le récepteur sont identiques, et d'ailleurs jouent tour à tour ces 2 rôles.

Le téléphone, en dehors de son usage pratique, s'emploie de plus en plus comme instrument de mesure. En effet, si l'on y fait passer un courant alternatif, le téléphone rend un son dont la hauteur indique le nombre des périodes du courant. Si l'on fait passer un courant alternatif dans les branches d'un pont de Wheatstone, et qu'au lieu d'un galvanomètre on intercale un téléphone dans le pont, on reconnaîtra qu'il ne passe aucun courant dans le pont à ce que le téléphone se tait. On peut ainsi mesurer des résistances avec des courants

alternatifs comme avec des courants continus. Seulement, cette méthode n'est applicable que si les résistances n'ont pas de self-induction (liquides, par exemple)

<u>Alternateurs</u>. – Nous connaissons déjà plusieurs types d'alternateurs (p 302, 306): un cadre ou une bobine tournant dans le champ magnétique terrestre est le siège d'un courant induit rigoureusement solénoïdal. On peut <u>redresser</u> ce courant au moyen d'un commutateur formé de 2 ressorts appuyant sur 2 demi-bagues fixées sur l'axe, de telle sorte qu'ils passent d'une bague à l'autre au moment où le courant change de sens. On obtient ainsi un courant sinusoïdal toujours positif:

Le champ magnétique terrestre étant peu intense, on peut faire fonctionner les mêmes appareils dans un champ magnétique uniforme et constant, par exemple entre les 2 pôles d'un électro-aimant.

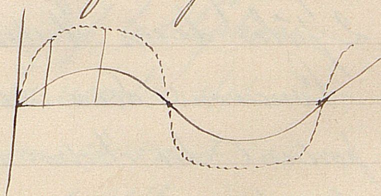


Concevons deux cadres circulaires fixes portant des électro-aimants à pôles alternés et opposés; entre eux tourne un autre cadre portant une série de bobines sans noyau de fer doux: Celles-ci passent tour à tour par des champs égaux et de sens contraire.

Soit H l'intensité du champ AB; S la section de la bobine; au moment où elle se trouve en plein dans le champ, entre les 2 électro-aimants, elle est traversée par le flux de force HS; au moment où elle passe dans le champ inverse BA, elle est traversée par le flux de force − HS. Le flux de force et par suite le courant induit change de sens chaque fois qu'une bobine passe d'un champ à l'autre, c.à.d. autant de fois par tour qu'il y a d'électro-aimants dans un cadre.

Cet alternateur a été imaginé par Hefner Alteneck, ingénieur de la maison Siemens. M. Joubert l'a étudié expérimentalement, et a trouvé que le courant produit est sinusoïdal.

Si les bobines ont des noyaux de fer doux, le courant induit sera beaucoup plus intense, et de même sens; mais il ne sera plus sinusoïdal. En effet, la présence du fer augmentant inégalement l'induction, et davantage pour une faible intensité que pour une forte, la courbe du courant induit sera une sorte de sinusoïde aplatie.



La machine de Clarke est un alternateur du même genre, mais mal construit; il devrait y avoir 2 aimants opposés entre lesquels tourneraient les bobines. Avec un seul aimant d'un côté, il y a du fil perdu, en ce sens que l'autre bout de la

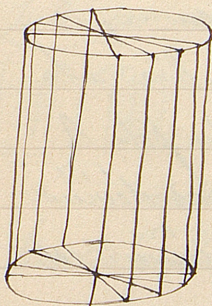
bobine ne sert pas à l'induction et ne fait qu'augmenter la résistance.

Tous les alternateurs, munis de commutateurs convenables, peuvent donner un courant de même sens, mais non pas constant. (Pour les alternateurs industriels, voir le traité d'Erik Gérard.)

Il semble difficile d'obtenir un courant continu avec un électro-moteur; nous en avons pourtant vu des exemples, peu pratiques il est vrai (roue de Barlow, galvanomètre à mercure v. p. 270 – 273.)

Voici le principe des électromoteurs à courant continu: Supposons qu'on réunisse en série un grand nombre de cadres tournant dans le champ magnétique terrestre de telle sorte qu'à chaque instant il y en ait toujours autant dans les même orientation, et qu'ils soient également répartis dans tous les azimuts. Ce système fournira évidemment un courant continu.

Cette idée se trouve réalisée dans l'électromoteur à tambour.

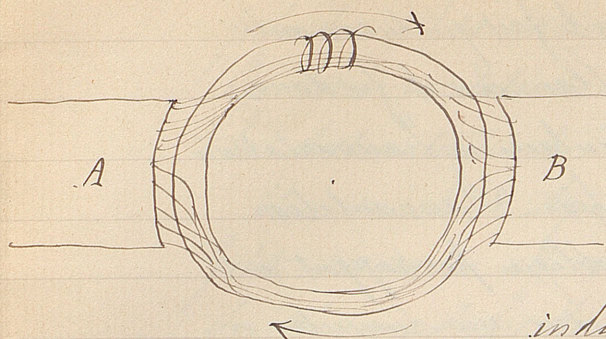


Dans un champ artificiel uniforme, le plus puissant possible, tourne un cylindre sur lequel est enroulé un fil qui à chaque tour dévie d'un certain angle, de façon à ~~entourer~~ couvrir ~~successivement le cylindre~~ toutes les génératrices du cylindre.

Chaque tour de fil ~~réalise~~ constitue un des cadres du type conçu. A chaque instant, la moitié des cadres subissent une induction de même sens, l'autre moitié une induction de sens contraire. Or chaque cadre communique par un fil avec une touche isolée à la surface de l'axe du tambour (l'ensemble de ces touches forme un commutateur de Gramme), et sur ces touches frottent 2 ressorts diamétralement opposés, et placés sur la méridien qui sépare les 2 moitiés du tambour : les 2 courants induits de sens inverse fournis par ces moitiés se réunissent dans les ~~même sens~~ frotteurs pour former un courant de même sens et à peu près continu : son intensité oscille à chaque ~~faiblement~~ commutation d'une très faible fraction de sa valeur moyenne.

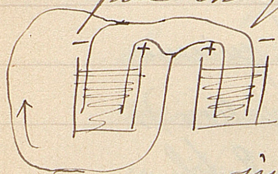
Le commutateur de Gramme fut d'abord inventé par Pacinotti ; Gramme, qui était un simple ouvrier, le retrouva en inventant sa machine d'induction.

Machine de Gramme. Dans un champ magnétique puissant est placé un tore en fer doux sur lequel un fil est enroulé dans le même sens sur toute la longueur ; le tore peut tourner autour de son axe, perpendiculaire à la direction du champ. Les lignes de force passent du pôle A au pôle B en suivant le tore, et par conséquent sont déviées. Quand une spire passe de A en B, le champ intérieur est



sensiblement constant, donc pas de courant induit. Mais quand M passe devant B, le champ change de sens, le flux de force change de signe, il y a un courant induit; de même quand la spire passe devant A, il y a un courant induit de sens inverse. Les 2 moitiés de l'anneau de Gramme sont donc le siège de forces électromotrices égales et contraires, de sorte que si le fil était fermé, le courant total serait nul.

Pour obtenir un courant extérieur, on divise la bobine en un grand nombre de torons; entre 2 torons consécutifs est greffé un fil qui aboutit à une touche isolée du commutateur. Sur ces touches frottent 2 balais disposés aux extrémités du diamètre vertical (qui sépare les 2 moitiés de l'anneau.) Les deux courants contraires se trouvent passer dans le même sens dans le circuit extérieur qui joint les 2 balais. Les 2 moitiés de l'anneau sont disposés comme 2 éléments de pile en quantité. Chaque balai appuie à la fois sur plusieurs



touches, de sorte que les torons inutiles sont exclus du circuit, et que le courant n'est pas interrompu. Il n'éprouve qu'une oscillation insignifiante ~~quand~~ au passage de chaque toron.

Il se produit une complication par le fait que le courant induit dans la bobine aimante l'anneau de fer doux; or cette aimantation est perpendiculaire à l'aimantation due à l'influence de l'aimant fixe. L'aimantation résultante a donc une direction oblique par rapport à AB, de sorte que les balais (placés sur un diamètre perpendiculaire à AB) doivent être décalés d'un certain angle. Ce décalage est dans le sens de la rotation de l'anneau, et proportionnel à la vitesse de rotation.

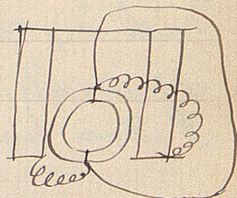
Jusqu'ici, nous avons supposé qu'on employait des aimants permanents. Mais il y a avantage à employer des électro-aimants, qui sont plus puissants. Le plus simple et le plus sûr est d'exciter ces électro-aimants par un courant indépendant et constant; on obtient ainsi un champ absolument fixe. Mais on peut aussi les exciter au moyen du courant induit lui-même: c'est ce qui a lieu dans les machines dites <u>dynamo-électriques</u>. Ou bien l'on fait passer dans le fil de l'électro-aimant la totalité du courant produit (<u>excitation en série</u>); ou bien on n'y fait passer qu'une dérivation du courant induit (<u>excitation en dérivation</u>); ou bien encore ~~sa~~ l'électro-aimant est muni de 2 fils indépendants ~~dans chacun desquels on fait passer~~ dont chacun est affecté à une des deux excitations

précédentes (excitation compound, c.à.d. composée.)
Ces trois excitations ont chacune leur avantage, suivant la destination et l'emploi de la machine.

Une machine dynamo-électrique qu'on met en marche peut s'amorcer elle-même, grâce au magnétisme rémanent du noyau de fer doux des électro-aimants. Le courant induit est d'abord faible, mais comme il excite l'électro-aimant, il augmente d'intensité et atteint rapidement son maximum pour la vitesse de rotation donnée : le régime permanent s'établit très vite.

Une machine excitée en série ne peut s'amorcer au-dessous d'une certaine vitesse de rotation. En effet, la force électromotrice induite est proportionnelle à la vitesse de rotation ; si l'on a $E < RI$, le travail produit $EI < RI^2$ chaleur dégagée dans le circuit. Il faut donc que $E > RI$ pour que le travail produit devienne supérieur à l'énergie dépensée sous forme de chaleur, et pour que l'intensité du courant augmente.

Lorsqu'il y a lieu de craindre que la machine ne se désamorce (quand par exemple le courant se trouve renversé dans le circuit), il faut préférer l'excitation en dérivation : car le courant inverse produit dans le circuit extérieur passe dans l'électro



aimant dans le même sens que le courant dérivé (à cause de la résistance beaucoup plus grande de l'anneau) et par suite renforce l'électro-aimant, ce qui rétablit le courant induit dans le sens normal. Au contraire, si l'excitation était en série, le courant inverse passerait en sens inverse dans l'électro aimant et désamorcerait la machine.

Dans les ~~tous~~ autres cas, l'excitation en série est préférable car elle est plus forte, tout le courant passant dans le fil de l'électro-aimant.

Les machines Gramme sont propres au transport de l'énergie. Si l'on accouple 2 machines identiques, et qu'on fasse tourner l'une, l'autre se met à tourner plus lentement. En effet, soit E la force électromotrice développée dans la première, et E' la force électromotrice contraire que le mouvement développe dans la seconde; le courant qui passe dans le circuit correspond à la force électromotrice $E - E'$. Or l'intensité I du courant étant la même dans les 2 machines, les couples qui agissent sur les 2 anneaux sont les mêmes. Les travaux effectués sont donc proportionnels aux chemins parcourus, c.à.d. aux nombres de tours des 2 anneaux: $\frac{C}{C'} = \frac{n}{n'}$. et par suite aux forces électromotrices: $\frac{C}{C'} = \frac{E}{E'}$.

D'ailleurs, le travail étant égal à EI, le travail est prop. à E (I étant const)

Le rapport du travail produit C' au travail dépensé C est le coefficient économique ou rendement de la machine formée par les 2 machines Gramme accouplées. Pour que le rendement fût parfait, c.à.d. égal à 1, il faudrait que les nombres de tours fussent égaux; mais alors l'intensité du courant (proportionnelle à E - E' ou à n - n') serait nulle, et par suite le travail ou l'énergie transportée serait nulle. La machine idéale, c.à.d. celle qui transporterait toute l'énergie, ne transporte rien. La machine la plus parfaite sera celle qui ~~transportera~~ produira la plus grande force électromotrice avec le plus faible courant.

Il n'y a pas d'impossibilité théorique à transporter l'énergie par des courants alternatifs, car les alternateurs sont réversibles. Mais il y a une sérieuse difficulté: car il faut que la machine réceptrice ait exactement la même période que la machine productrice, pour que le courant reçu agisse toujours dans le sens du mouvement. Les moteurs à courants alternatifs doivent donc être synchrones (quelle que soit leur vitesse angulaire.)
Pour établir le synchronisme, on amène le récepteur au moyen d'un courant continu (d'une machine Gramme, par exemple), jusqu'à ce qu'il ait atteint à peu près la vitesse

nécessaire ; on le met alors en communication avec l'alternateur, qui achève de le régler, si leurs périodes sont déjà presque égales. Il faut de plus que le moteur ait un travail régulier à fournir, car s'il rencontre ~~rait~~ une résistance trop forte, il ~~serait~~ se ralentit, le synchronisme cesse, le moteur se désamorce et s'arrête dès que les périodes ne correspondent plus.

Pour transformer un courant alternatif en courant continu ou inversement, on peut caler sur un même axe un alternateur et une machine Gramme.
On emploie aussi à cet effet les champs tournants produits par les courants polyphasés. Nous allons indiquer le principe de cette méthode.

Supposons que 2 bobines fixes, placées à angle droit, produisent séparément des champs magnétiques perpendiculaires dont l'intensité varie suivant une loi sinusoïdale. Par exemple, supposons que les forces magnétiques suivant l'axe des x et l'axe des y soient respectivement et simultanément.

$$X = a \cos \omega t$$
$$Y = a \sin \omega t$$

~~Ce sont~~ Elles peuvent être considérées comme les projections d'un champ magnétique d'intensité constante a et d'azimut ωt proportionnel au temps, c.à.d d'un champ

constant ~~tournant~~ qui tourne autour de l'origine, de Ox vers Oy. L'ensemble de 2 champs fixes et variables équivaut à un champ constant et tournant.

Pratiquement, chaque champ est produit par 2 ~~bobin~~ électro-aimants opposés. On pourrait animer chaque couple de bobines par un ~~courant~~ alternateur distinct, l'un produisant un courant proportionnel à $\sin \omega t$, l'autre un courant proportionnel à $\cos \omega t$. Mais comme :

$$\cos \omega t = \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right),$$

le même alternateur peut produire les 2 courants, pourvu que les 2 circuits induits soient décalés d'un angle droit (d'un quart de période.) Les courants sont dits biphasés. En général, des courants régulièrement décalés les uns par rapport aux autres d'une fraction de période sont dits polyphasés.

On peut obtenir un champ tournant au moyen de courants polyphasés, pourvu que les électro-aimants qui les reçoivent soient décalés les uns par rapport aux autres du même angle. ~~(ou d'un angle~~ Par exemple, 3 bobines (ou paires de bobines opposées) disposées à 120° les unes des autres donneront un champ tournant, si elles sont traversées respectivement par des courants proportionnels à : $\cos \omega t$, $\cos(\omega t + \frac{2}{3}\pi)$, $\cos(\omega t + \frac{4}{3}\pi)$.

Pour obtenir ces 3 courants, il suffit de partager les bobines de l'alternateur en 3 secteurs égaux (de 120°)

Si maintenant on place dans le champ tournant un arbre métallique, il sera entraîné par les courants induits (de Foucault) qui se produisent dans sa masse et tournera dans le même sens que le champ. On a ainsi un moteur électrique d'un nouveau genre; cet arbre peut être par exemple l'axe d'une machine de Gramme, et par là on transforme un courant alternatif polyphasé en un courant continu.

29e leçon

Jusqu'ici on a considéré l'intensité d'un courant comme uniforme au même instant dans tout le circuit, en supposant que celui-ci avait une résistance une capacité et une self-induction médiocres (p 239). Or cela n'est plus vrai pour les câbles transatlantiques par exemple, car ils constituent avec l'eau de mer ambiante (conductrice) un condensateur cylindrique dont la capacité est proportionnelle à la longueur et par suite énorme. Nous supposerons que la capacité par unité de longueur, C, est assez grande et que la self-induction est au contraire négligeable.

Considérons une tranche du conducteur, d'abcisse x.

et d'épaisseur dx ; soit V le potentiel dans cette tranche. Soit I l'intensité du courant à l'entrée de la tranche ; à la sortie, elle est : $I + \frac{\partial I}{\partial x} dx$

La quantité d'électricité qui entre par la 1e face ~~est~~ dans le temps dt est $I dt$; celle qui sort par la 2e dans le même temps est : $\left(I + \frac{\partial I}{\partial x} dx\right) dt$

La quantité d'électricité gagnée par la tranche dans le temps dt est donc : $-\frac{\partial I}{\partial x} dx . dt$.

Evaluons-la autrement : la capacité de la tranche est $C dx$. Dans le temps dt, le potentiel V ~~devient~~

$$V + \frac{\partial V}{\partial t} dt$$

Donc la charge de la tranche dx augmente de :

$$\frac{\partial V}{\partial t} dt \times C dx .$$

En égalant ces 2 expressions on obtient l'équation :

$$-\frac{\partial I}{\partial x} = C \frac{\partial V}{\partial t} .$$

Appliquons la loi d'Ohm à la tranche de longueur dx. La différence de potentiel à ses 2 extrémités est $-\frac{\partial V}{\partial x} dx$; la résistance de la tranche est $\rho \frac{dx}{s}$, s étant sa section et ρ la résistance spécifique du corps conducteur ; on a donc : $-\frac{\partial V}{\partial x} dx = I \rho \frac{dx}{s}$.

Eliminons I entre les 2 équations ; on trouve :

$$C \frac{\partial V}{\partial t} = \frac{s}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial x^2}$$

Cette équation aux dérivées partielles, dite équation des

télégraphistes, est identique de forme à l'équation de la propagation de la chaleur dans l'épaisseur d'un mur pendant la période variable. On connaît des intégrales particulières de cette équation; mais ce ne sont que des solutions approximatives de la question, car on a négligé la self-induction pour établir l'équation.

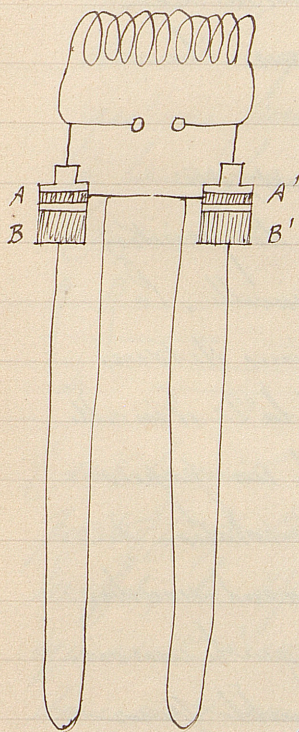
Dans le cas où le câble est tout entier au potentiel 0 à l'instant initial, et où l'on porte une seule extrémité au potentiel V, il se produit une onde électrique qui se propage en se déformant. Le temps nécessaire pour que le potentiel en un point donné du câble devienne égal à une fraction donnée de V est proportionnel au carré de la longueur totale du câble.

On est ainsi amené à traiter le problème de la propagation dans un fil d'une perturbation électrique de très courte durée: par exemple, quand on met l'extrémité du fil pendant un temps infiniment court en communication avec une source électrique. Ce problème est plus particulier que le précédent: on y tient compte de la self-induction.

La théorie et l'expérience concordent à prouver que la perturbation instantanée se propage d'un mouvement uniforme avec la vitesse de la lumière. Mais si les conditions théoriques ne sont pas parfaitement remplies,

la propagation se fait moins régulièrement et avec une vitesse moindre. Ainsi MM Fizeau et Gounelle trouvèrent une vitesse de 177.000 kilomètres par sec; mais le fil était en communication avec la source pendant $\frac{1}{3000}$ de seconde, durée trop grande.

En 1894, M Blondlot a repris ces expériences; en réduisant beaucoup cette durée, il a trouvé que la vitesse de l'ébranlement électrique est exactement égale à celle de la lumière. Voici la disposition de son expérience: Deux bouteilles de Leyde identiques ont leurs armatures intérieures en communication avec les pôles d'une bobine d'induction, et avec les 2 branches d'un excitateur. L'armature extérieure de chaque bobine (à bouteille) se compose de 2 parties isolées, A, B, la supérieure formant anneau (A, A'.) A et A' sont en relation par un excitateur à pointes très rapprochées; B et B' communiquent avec le même excitateur par des fils télégraphiques de 1 kilomètre de longueur. Enfin A et A', B et B' communiquent respectivement par des cordes mouillées qui ne jouent aucun rôle pendant la décharge, à cause de leur résistance

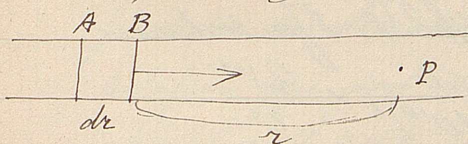


Pendant que les armatures intérieures se chargent d'électricités contraires, les armatures extérieures se chargent en sens ~~inverse~~ et échangent leurs électricités contraires par les cordes mouillées. Quand la charge a atteint un certain maximum, il se produit une décharge par l'excitateur à boules; en même temps A et A' se déchargent par l'excitateur à pointes; B et B' se déchargent aussi par les pointes mais pas en même temps, parce que leur charge (mise en liberté au même instant que celle de A et A') est obligée de parcourir 1 kilomètre de fil; elle arrive donc en retard et produit une 2e étincelle. L'intervalle de temps entre les 2 étincelles mesure la vitesse de l'électricité dans les fils.

Pour mesurer cet intervalle extrêmement court, on emploie un miroir concave qui, placé en face des pointes projette sur un écran l'image réelle de l'étincelle. Le miroir tourne très rapidement (plusieurs centaines de tours à la seconde), de sorte qu'il projette l'image de la 2e étincelle à côté de celle de la 1re. Sur l'écran se déroule un papier sensible qui se déplace parallèlement ~~dans un~~ à l'axe de rotation du miroir et à la direction de l'étincelle. Sur un grand nombre d'étincelles doubles, il arrive nécessairement que le miroir se trouve quelques fois dans la position convenable pour

projeter sur l'écran l'image des 2 étincelles. On mesure la distance des 2 images, et l'on calcule le temps correspondant d'après la vitesse de rotation du miroir. On a ainsi trouvé un intervalle de $\frac{1}{300000}$ de seconde, avec des fils de 1 kilomètre, ce qui donne la vitesse de 300.000 kil. par seconde (valeur exacte à moins de 1 centième près), soit précisément la vitesse de la lumière.

M. Potier a donné l'interprétation suivante de l'expérience de M. Blondlot (Journal de Physique, 1894) Communiquons à un fil, par une de ses extrémités, la charge Q, et supposons qu'elle reste contenue dans une tranche infiniment courte AB, de longueur dr. On sait qu'une perturbation très rapide se propage exclusivement à la surface du conducteur, à cause de la self-induction (v. p. 311.) Considérons un point P intérieur du fil,



placé en avant de la tranche AB, à la distance r. Il est soumis : 1° à une force électrostatique qui a la valeur $\frac{Q}{r^2}$ (sur l'unité El. St. d'électricité positive placée en P) et dans le sens positif (répulsion); 2° à une force électromotrice d'induction. En effet, le déplacement de la quantité Q d'électricité vers P équivaut à un courant qui s'approche de P; elle induit donc en P une force électromotrice inverse, c.à.d. opposée

à la force électrostatique. Or l'intensité du courant est liée à la quantité par la relation : $Q = I\,dt$

Or la vitesse de déplacement est $v = \frac{dr}{dt}$

Donc : $I = \frac{Qv}{dr}$ en unités El. St.

et en unités El. Mg : $i = \frac{1}{3.10^{10}} \cdot \frac{Qv}{dr}$

Or le coefficient d'induction entre l'élément de courant AB et l'élément 1 de courant en P (d'après la formule général : $\frac{ds\,ds'\cos\omega}{r}$ est simplement : $\frac{dr}{r} = M$.

Par conséquent la force électromotrice induite en P est :

$$E = -\frac{\partial(MI)}{dt} = -\frac{\partial(MI)}{\partial r} \cdot \frac{dr}{dt} = -v\frac{\partial(MI)}{\partial r}$$

Or I est constante, M seul est fonction de r.

$$\frac{\partial(MI)}{\partial r} = I\frac{\partial M}{\partial r} \qquad \frac{\partial M}{\partial r} = -\frac{dr}{r^2}.$$

On a donc, en unités El. Mg :

$$E = \frac{-1}{3.10^{10}} \cdot \frac{Qv^2}{r^2}$$

Pour obtenir la valeur de E en unités El. St. il faut diviser par 3.10^{10} :

$$E = \frac{-1}{(3.10^{10})^2} \times \frac{Qv^2}{r^2}.$$

Or, pour que le courant soit localisé à la surface du fil, il faut que la force électrique en tout point intérieur soit nulle. M. Potier admet en conséquence que la force électromotrice et la force électrostatique doivent être égales (au signe près). On a donc :

$$\frac{Q}{r^2} = \frac{Q}{r^2} \times \frac{v^2}{(3.10^{10})^2}$$

D'où l'on conclut : $v = 3.10^{10}$.
La vitesse de propagation d'une perturbation électrique est égale au rapport des unités El St. et El Mg.

On a admis dans cette démonstration qu'un déplacement d'électricité statique équivaut à un courant : ce qui n'est pas évident, surtout si l'on considère qu'un courant comme un double transport d'électricité positive dans un sens et d'électricité négative dans l'autre. C'est Maxwell qui a eu l'idée de cette équivalence, mais elle n'a été vérifiée par expérience que par Rowland, qui a repris ses recherches avec son élève Hutchinson.
Pour cela, il a fait tourner autour d'un axe vertical un disque électrisé positivement, et a cherché si ce disque produisait le même effet qu'un courant sur une aiguille aimantée. Cette expérience est très délicate : pour produire une déviation sensible, il faut obtenir une vitesse de rotation qui soit comparable à la vitesse de la lumière. De plus, il peut se produire des perturbations très fortes, soit par suite des courants induits, soit en vertu de l'électrisation par influence. Pour éviter les courants induits, on employait un disque d'ébonite recouvert de feuilles d'or disposées en secteurs et isolées. D'autre part, on prenait un système astatique de 2 aiguilles aimantées, dont une seule

se trouvait à proximité du disque, et on le renfermait dans une boîte non conductrice pour le mettre à l'abri du violent courant d'air produit par la rotation. Cela posé, l'action électrostatique (par influence) est réversible avec le signe de l'électrisation du disque, mais non avec le sens de sa rotation. L'action des courants induits, qui a toujours pour effet de s'opposer au mouvement, est réversible avec la rotation, mais non avec l'électrisation. Enfin l'action électromagnétique qu'il s'agit de constater est réversible à la fois avec la rotation et avec l'électrisation ; car changer le signe de l'électricité du disque revient à renverser le courant équivalent. En renversant tour à tour la rotation et l'électrisation, on parvient à isoler ces trois actions et à constater l'action électromagnétique supposée.

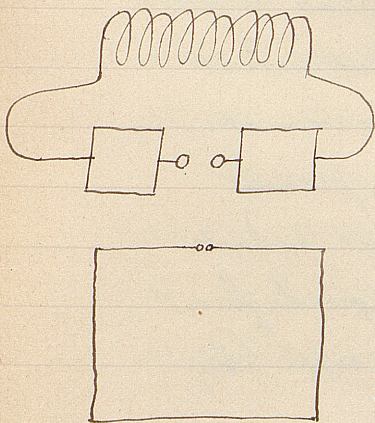
Cette expérience permettrait, théoriquement, d'évaluer le rapport des unités El. St. et El. Mg. ; mais elle manque de précision, car les déviations de l'aiguille varient du simple au double. On a trouvé en moyenne $2,9 \times 10^{10}$ pour la rotation dans un sens, et $3,15 \times 10^{10}$ pour l'autre sens. Cela suffit à mettre en évidence l'action du disque sur l'aiguille, car si elle n'existait pas, il n'y aurait pas de raison pour qu'on trouvât des nombres voisins. Ce ~~ttes~~ ~~expérience~~ résultat confirme donc l'interprétation de l'expérience

de M. Blondlot par M. Potier

Expériences de Hertz.

Jusqu'ici l'on n'a considéré que les phénomènes dont les conducteurs sont le siège ; on n'a pas examiné ce qui se passe dans le milieu diélectrique. Depuis longtemps on se demandait si l'induction est instantanée ou si elle met du temps à se propager. Faraday était partisan de cette dernière hypothèse. Son élève Maxwell, s'inspirant de ses idées, a construit toute une théorie où les actions électriques seraient dues au milieu, et par conséquent s'y propageraient, au lieu d'être instantanées comme des actions à distance. Mais cette théorie était absolument hypothétique jusqu'à ce que Hertz en ait trouvé une confirmation expérimentale.

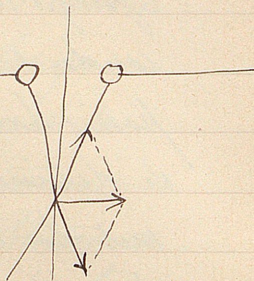
Voici la disposition primitive de Hertz. Une bobine de Ruhmkorff communique avec un excitateur à boules dont les branches portent de larges plaques carrées en cuivre, destinées à augmenter sa capacité et à rendre la décharge oscillante. On se sert, pour constater l'induction, d'un <u>résonateur</u> formé d'un fil enroulé sur un cadre et terminé par 2 boules très rapprochées (ou par 1 pointe et 1 boule) entre lesquelles on



observer de faibles étincelles, dans certaines positions du cadre.

Étudions d'abord les forces qui règnent dans le plan transversal de l'excitateur. Elles sont de deux sortes :

1° Il y a les forces électrostatiques exercées par les 2 branches de l'excitateur. Comme les charges sont égales et contraires, les deux forces ont une résultante parallèle à l'étincelle. et comme la décharge est oscillante, la force change de signe (comme les charges) à chaque oscillation.



2° Il y a des forces électromagnétiques qui tendent à produire un courant. La force magnétique exercée par un courant sur un point extérieur est perpendiculaire à leur plan (ici le plan du tableau), donc à la force électrostatique; celle-ci est oscillante comme elle. Si le résonateur est dans le plan du tableau, le flux de force qui le traverse est maximum, et par suite le courant induit l'est aussi. Si le cadre est perpendiculaire au plan du tableau, le flux de force est nul, donc il n'y a pas de courant induit. Néanmoins, si l'on place l'interruption du résonateur près de l'excitateur et parallèle à lui, il se produit des étincelles, alors qu'il n'y a pas de courant induit par la force électromagnétique; ce qui prouve que les forces électrostatiques peuvent produire des courants aussi bien

que les forces électromagnétiques. Ainsi les étincelles (du résonateur) sont maxima quand l'étincelle de l'excitateur est dans le plan du résonateur, et minima quand elle se trouve dans une direction normale à ce plan.

Jusqu'ici l'expérience ne nous apprend rien de nouveau. Mais supposons qu'elle se fasse dans une salle dont un des murs est muni d'un blindage métallique (couvert de feuilles de zinc) L'excitateur est parallèle à ce mur. Si l'on promène le résonateur sur la ligne transversale de l'excitateur (normale au mur), on ~~trouve~~ constate qu'il ne donne pas d'étincelles le long du mur, ni dans des plans parallèles au mur et équidistants; au contraire, il donne des plus grandes étincelles dans des plans situés ~~à égale distance~~ au milieu des intervalles des précédents. Les premiers sont appelés <u>plans nodaux</u>, les seconds <u>plans ventraux</u>, par analogie avec les nœuds et les ventres que l'on étudie en Acoustique, et que produit l'interférence entre les ondes directes et les ondes réfléchies (les mêmes interférences se produisent en Optique)

L'expérience de Hertz prouve que l'induction électrique est due à une modification du milieu, qui s'y propage par ondulations avec une certaine vitesse. C'est cette modification, d'ailleurs inconnue, qui absorbe l'énergie

des courants inducteurs pour la restituer ensuite (sous forme d'extra-courant, par exemple) et qui constitue ainsi ~~une~~ l'énergie potentielle d'induction (v. p. 268). Ce sont ces ondulations qui, en se réfléchissant sur une paroi métallique, produisent les nœuds et les ventres observés.

Si cette analogie des «oscillations électriques» avec les ondulations lumineuses et sonores est réelle, elle doit pouvoir être poussée plus loin. Hertz a trouvé que les ondes électriques se réfléchissent dans les miroirs métalliques de toute forme suivant les lois connues. Il a notamment fait l'expérience des miroirs conjugués: en plaçant l'excitateur au foyer d'un miroir cylindrique, et le résonateur au foyer d'un miroir semblable opposé, il a obtenu des étincelles à une distance où le résonateur n'en aurait pas donné autrement. M. Lebedeff a répété ces expériences avec des appareils de dimensions microscopiques, et a obtenu les mêmes effets en miniature.

Si l'induction est due à une ondulation du milieu diélectrique, les divers diélectriques doivent offrir des propriétés différentes, et notamment produire la réfraction, qui est due, pour la lumière, à l'inégalité de vitesse des ondes dans les divers milieux transparents. Hertz a en effet constaté qu'on peut dévier les ondes (~~émanées~~ dirigées

parallèlement par le miroir émetteur) au moyen d'un gros prisme de poix : on mesure la déviation en déplaçant le miroir récepteur avec le résonateur ~~de m~~ jusqu'à ce que celui-ci donne des étincelles. M. Lebedeff a obtenu le même effet, réduit, avec un prisme d'ébonite.

M. Marck a obtenu la double réfraction des ondes électriques avec un gros prisme de bois. La structure du bois est en effet différente suivant l'axe ou perpendiculairement à l'axe. M. Lebedeff l'a obtenu avec un cristal de soufre.

On sait que l'on peut supprimer, en Optique, un des 2 rayons réfractés au moyen d'un Nicol. M. Lebedeff a construit un Nicol pour les radiations électriques en taillant un cristal de soufre. En un mot, on retrouve toutes les propriétés des ondes lumineuses.

30e leçon.

Etudions de plus près l'expérience de Hertz sur la réflexion des ondes électriques. On sait que dans un circuit de capacité C ~~et~~ de résistance R et de self-induction L, la décharge est régie par l'équation (p. 299):

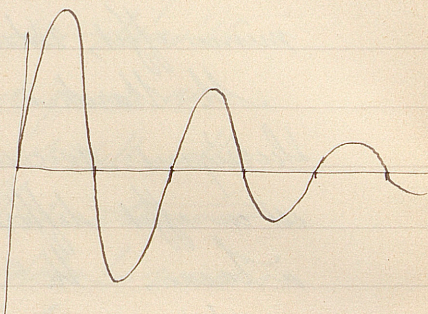
$$L\frac{d^2Q}{dt^2} + R\frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{C} = 0$$

La condition pour que la décharge soit oscillante est:

$$R^2 - 4\frac{L}{C} < 0$$

Cette condition est satisfaite par l'excitateur de Hertz, car il a une grande capacité et une faible résistance. Dans ce cas, on sait que la loi de l'intensité du courant est la suivante : $I = A e^{-\frac{R}{2L}t} \sin \alpha t$

en posant : $\alpha = \frac{\sqrt{\frac{4L}{C} - R^2}}{2L}$.



C'est un courant sinusoïdal amorti. Le courant qui passe dans le résonateur a la même forme, car les 2 boules étant très rapprochées, la résistance est très petite, tandis que la self induction est grande, le fil étant enroulé sur le cadre. La décharge du résonateur est donc aussi oscillante.

Si la période d'oscillation du résonateur est égale à celle de l'excitateur, une seule décharge de celui-ci mettra le résonateur en branle, ~~et il~~ l'effet se renforcera ~~prolongera~~ et se prolongera. Mais si les périodes sont notablement inégales, l'effet sera presque nul, à cause de l'irrégularité de l'ébranlement subi par le résonateur. C'est de là que vient le nom de résonateur donné à cet instrument, par analogie avec les résonateurs acoustiques.

Hertz avait calculé les dimensions de l'excitateur et du résonateur de telle sorte qu'ils eussent même période

C'est avec le résonateur ainsi construit qu'on obtient les étincelles les plus intenses, tandis qu'avec de autres résonateurs on n'obtient que des étincelles beaucoup plus faibles, et à une distance beaucoup plus petite.

Toutefois, il faut remarquer que les oscillations de l'excitateur sont très amorties, tandis que celles du résonateur le sont très peu. C'est ce qui explique qu'un résonateur quelconque puisse donner des étincelles (de même qu'un résonateur quelconque ~~vibre~~ répond à un coup donné sur une enclume, dont la hauteur reste ~~pour~~ indéterminée pour l'oreille, à cause de l'extinction rapide des vibrations.)

C'est donc surtout le résonateur dont il importe de connaître la période. L'intensité du courant y est régie par la loi :

$$I' = A' e^{-\frac{R'}{2L'}t} \cdot \sin \alpha' t$$

Comme la résistance R' est très petite, l'exponentielle est voisine de 1 (c'est ce qui fait que l'amplitude des oscillations décroît lentement.) Faisons donc $R'=0$ dans l'expression de α' :

$$\alpha' = \frac{\sqrt{\frac{4L'}{C'}}}{2L'} = \frac{1}{\sqrt{C'L'}}$$

Par suite, on a sensiblement :

$$I' = \sin \frac{t}{\sqrt{C'L'}}$$

Soit T la durée d'une période du résonateur ; on a :

$$\frac{T}{\sqrt{C'L'}} = 2\pi, \qquad \text{d'où :} \qquad T = 2\pi\sqrt{C'L'}.$$

On appelle <u>longueur d'onde</u> d'une vibration l'espace dont le mouvement ondulatoire se propage pendant la durée d'une vibration : $\lambda = v T$

v étant la vitesse de propagation des ondes.

D'autre part, la distance de 2 plans nodaux consécutifs est $\frac{\lambda}{2}$. L'expérience de Hertz permet donc de calculer la vitesse de propagation des ondes électriques.

En effet, on mesure ~~d~~ la longueur d'onde λ au moyen du résonateur, en déterminant la distance des plans nodaux consécutifs ; on calcule d'autre part la période T du résonateur en fonction de ses constantes C et L. On en déduit la valeur de v. ~~On~~ Hertz a trouvé ainsi : $v = 300.000$ kilom $= 3.10^{10}$ centimètres, soit précisément la vitesse de la lumière. Les expériences ultérieures ont confirmé cette égalité.

Il est intéressant de comparer les longueurs d'onde des oscillations électriques à celles des ondes sonores et lumineuses. Les longueurs d'onde des sons perceptibles (dont la vitesse est de 330 mètres dans l'air) sont comprises entre 20 mètres et 1 centimètre.

Les longueurs d'onde des rayons lumineux (visibles) sont comprises entre $0^{\mu},76$ et $0^{\mu},43$ ($\mu = \frac{1}{1000}$ de millim) Celles des rayons chimiques (ultra-violets) vont jusqu'à

$0^{\mu},2$, et celles des rayons calorifiques (infra-rouges) vont jusqu'à 20^{μ}. ⊕ Ainsi les ondes électriques semblent se rapprocher, par leur longueur, des ondes sonores, dont elles diffèrent extraordinairement par la vitesse.

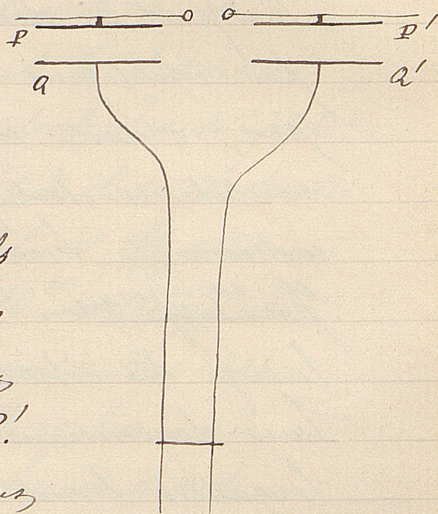
⊕ Or Hertz a commencé par ~~obtenir~~ trouver des longueurs d'onde de 10 mètres ; M. Lebedeff a obtenu des ondes plus courtes, dont la longueur est réduite à 6 millimètres.

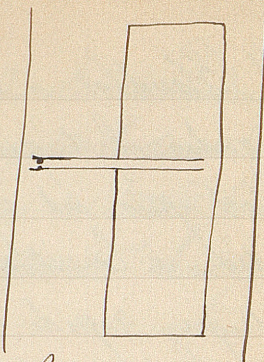
On peut se demander si les ondes électriques ne sont pas identiques aux ondes lumineuses, à la longueur près ; c'était déjà l'opinion de Maxwell. Or les excitateurs électriques, même microscopiques, sont des instruments bien grossiers et ont des dimensions énormes ~~par rapport~~ en comparaison des molécules que l'on considère comme le siège des vibrations lumineuses ; et le rapport entre leurs dimensions est du même ordre que le rapport des longueurs d'onde. La différence des longueurs d'onde est donc plutôt un argument favorable à l'identité des deux espèces de radiations, indépendamment de toute théorie.

Nous allons exposer une autre méthode expérimentale. On a vu que la vitesse de propagation des oscillations électriques à travers un diélectrique coïncide avec celle d'un ébranlement électro-magnétique à la surface d'un conducteur (p. 35). Cela

se comprend, car la surface du conducteur étant aussi celle du milieu diélectrique, la vitesse de l'ébranlement, quand il se propage uniquement à la surface, doit être la même que dans un diélectrique, par raison de continuité. On peut donc étudier les oscillations électriques non plus dans le milieu diélectrique mais sur un conducteur, et mesurer leurs longueurs d'onde.

Voici la disposition employée par Hertz. Il se servait du même excitateur à plateaux P et P'; en face de ceux-ci, 2 plateaux semblables Q et Q' sont reliés par 2 fils parallèles sur lesquels court un pont mobile. Les charges des plateaux Q et Q', électrisés par influence, sont oscillantes comme celles de P et P'. Comme leurs électricités sont contraires ~~cela lance~~ à chaque instant sont lancées dans les 2 fils des perturbations contraires, qui doivent interférer à égale distance des 2 plateaux, c.à.d. au milieu du pont, et en des points équidistants (noeuds) sur les 2 fils. La distance de 2 noeuds consécutifs $\left(\frac{\lambda}{2}\right)$ se mesure au moyen du résonateur. Comme les ondes électriques se propagent sur des conducteurs, on peut les observer ainsi beaucoup plus loin





de leur origine.

M. Blondlot a employé un résonateur différent de celui de Hertz. Il se compose d'un cadre rectangulaire terminé par 2 plateaux parallèles et rapprochés: l'un porte une boule et l'autre une pointe, en face, entre lesquelles l'étincelle jaillit. Cet appareil a l'avantage de posséder une capacité et une self-induction aisées à calculer. En effet, sa capacité se réduit à celle du condensateur formé par les 2 plateaux, et sa self-induction est celle du cadre. Le résonateur se place entre les 2 fils parallèles, de sorte que leur action inductrice agit dans le même sens; les plateaux sont tout près de l'un des fils. S'ils sont en face d'un ventre, l'étincelle est maxima; en face d'un nœud, pas d'étincelle. Au lieu de déplacer le résonateur le long des fils, on le laisse fixe et l'on fait glisser le pont mobile jusqu'à ce que l'étincelle disparaisse: à ce moment, on sait qu'un nœud passe devant les plateaux du résonateur. On continue à déplacer le pont jusqu'à ce que l'étincelle disparaisse de nouveau: c'est le nœud suivant qui passe. La longueur dont le pont s'est déplacé est la demi-longueur d'onde. On peut continuer à déplacer le pont et répéter plusieurs fois cette mesure.

M Blondlot a ainsi trouvé pour la vitesse de propagation des ondes électriques : $v = 3.10^{10}$

C'est après ces expériences qu'il a institué l'expérience relative à la vitesse de propagation d'une perturbation électrique rapide sur des fils (p. 33.) qu'il a trouvée égale.

La disposition précédente permet de mesurer la vitesse des ondes électriques dans un autre milieu diélectrique que l'air ou le vide, ce qui serait impossible avec la 1e disposition de Hertz. On peut en effet plonger les fils, le pont et le résonateur dans une auge pleine de liquide (de pétrole, par exemple.) Les longueurs d'onde mesurées correspondront à la vitesse de propagation dans le pétrole.

Sur cette vitesse même, les expérimentateurs ne sont pas d'accord. D'après M Blondlot, la longueur d'onde serait indépendante du milieu diélectrique.

Ce résultat est très-remarquable, et a des conséquences curieuses. Soient v et v' les vitesses de propagation dans le vide et dans le diélectrique étudié ; T et T' les périodes correspondantes ; λ étant la longueur d'onde constante, on a :

$$\lambda = vT \qquad \lambda = v'T'$$

donc :

$$\frac{T'}{T} = \frac{v}{v'}.$$

D'autre part, on a :

$$T = 2\pi\sqrt{CL}.$$

$$T' = 2\pi\sqrt{C'L'}.$$

Or le coefficient de self induction L du résonateur ne change pas avec le milieu, pourvu que la perméabilité magnétique reste la même (ce qui est vrai pour tous les diamagnétiques.) Mais la capacité change avec le milieu, et l'on a:

$$\frac{C'}{C} = K$$

K étant la constante diélectrique du milieu. Donc

$$\frac{V}{V'} = \frac{T'}{T} = \frac{\sqrt{C'}}{\sqrt{C}} = \sqrt{K}.$$

Ainsi la vitesse de propagation des ondes électriques dans un milieu est inversement proportionnelle à la racine carrée de la constante diélectrique. Or, dans la théorie de Maxwell, $\sqrt{K}$ serait égal à l'indice de réfraction du milieu. Mais on sait que l'indice de réfraction d'un milieu est le rapport des vitesses de la lumière dans le vide et dans ce milieu. On en conclut que la vitesse des ondes électriques est égale à celle de la lumière, non-seulement dans le vide, mais encore dans les ~~autres~~ divers milieux diélectriques.

Maxwell avait inventé sa théorie (vingt ans avant les expériences de Hertz) pour expliquer que le rapport V des unités El St. et El Mg. soit précisément égal à la vitesse de la lumière; ce seul fait l'avait conduit à identifier les vibrations lumineuses et les oscillations électriques.

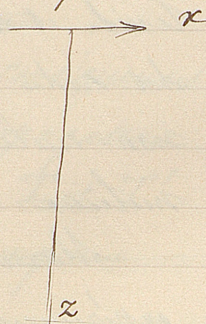
L'hypothèse fondamentale de Maxwell est la suivante :
Quand une force électrique agit dans un milieu, celui-ci se déforme, et cette déformation est proportionnelle à la force qui s'exerce sur l'unité d'électricité :

$$D = \frac{F}{4\pi}.$$

Cette force peut être une force électrostatique (dérivée du potentiel) ou une force électromotrice d'induction, ou la somme de deux forces de ce genre.
Si le déplacement a lieu dans la direction de la force, l'intensité du courant est la vitesse du déplacement :

$$I = \frac{dD}{dt}.$$

Maxwell admet que ce courant jouit de la propriété de provoquer l'induction, c.à.d. de produire un déplacement des couches voisines du milieu ; c'est ainsi que la ~~dépl~~ déformation se propage dans le milieu, perpendiculairement à la direction de la force électrique (de même que les vibrations lumineuses se propagent normalement au plan d'onde.)



Voici les conséquences déduites de cette hypothèse par le calcul : Dans un milieu diélectrique à une distance suffisante du centre d'ébranlement, le potentiel est nul, et la force électrostatique aussi

Reste la force électromotrice d'induction ; elle produit un courant d'intensité :
$$I = -\frac{K}{4\pi} \cdot \frac{\partial^2 F}{\partial t^2}$$
F étant l'intensité du champ (quantité dirigée dans le sens des x, qui est celui des oscillations), et K la constante diélectrique du milieu.

Maxwell a trouvé une autre expression de l'intensité du courant :
$$I = -\frac{1}{4\pi\mu} \cdot \frac{\partial^2 F}{\partial z^2}.$$
z étant la direction de la propagation, perpendiculaire à celle des oscillations. Le rapprochement de ces 2 formules fournit l'équation :
$$\frac{\partial^2 F}{\partial t^2} = \frac{1}{K\mu} \cdot \frac{\partial^2 F}{\partial z^2}.$$
qui ~~exp~~ exprime, au fond, le théorème de Neumann : à savoir que l'induction par déplacement équivaut à l'induction par variation d'intensité ; car il y figure les dérivées de F par rapport au temps et par rapport à l'espace. Cette équation montre que la déformation se propage ~~dans~~ dans le sens des z avec la vitesse :
$$V = \frac{1}{\sqrt{K\mu}}.$$
Ainsi la vitesse de propagation ne dépend que de K et de μ. On sait que pour le vide,

$K = 1, \qquad \mu = (3.10^{-10})^2$ en unités El. St. ;

$K = (3.10^{-10})^2 \qquad \mu = 1$ en unités El. Mg.

Donc, pour le vide : $V = 3.10^{10}$.

Pour un autre milieu, de même perméabilité magnétique μ, la vitesse de propagation sera V', et l'on aura:

$$\frac{V'}{V} = \sqrt{\frac{K}{K'}}.$$

Voilà pourquoi le carré de l'indice de réfraction est égal à la constante diélectrique.

Cette loi se vérifie très mal pour les diélectriques médiocres; mais elle se vérifie pour les bons diélectriques dans le cas des oscillations électriques, auquel l'hypothèse de Maxwell doit spécialement s'appliquer.

Dans le cas où l'oscillation électrique passe par un corps conducteur, on a simplement: $I = \frac{\partial F}{\partial t}$

et l'équation devient: $\frac{\partial F}{\partial t} = A \frac{\partial^2 F}{\partial z^2}$

A étant un coefficient qui dépend de μ et de la conductibilité (qui remplace la constante diélectrique). C'est l'équation d'une oscillation qui s'éteint.

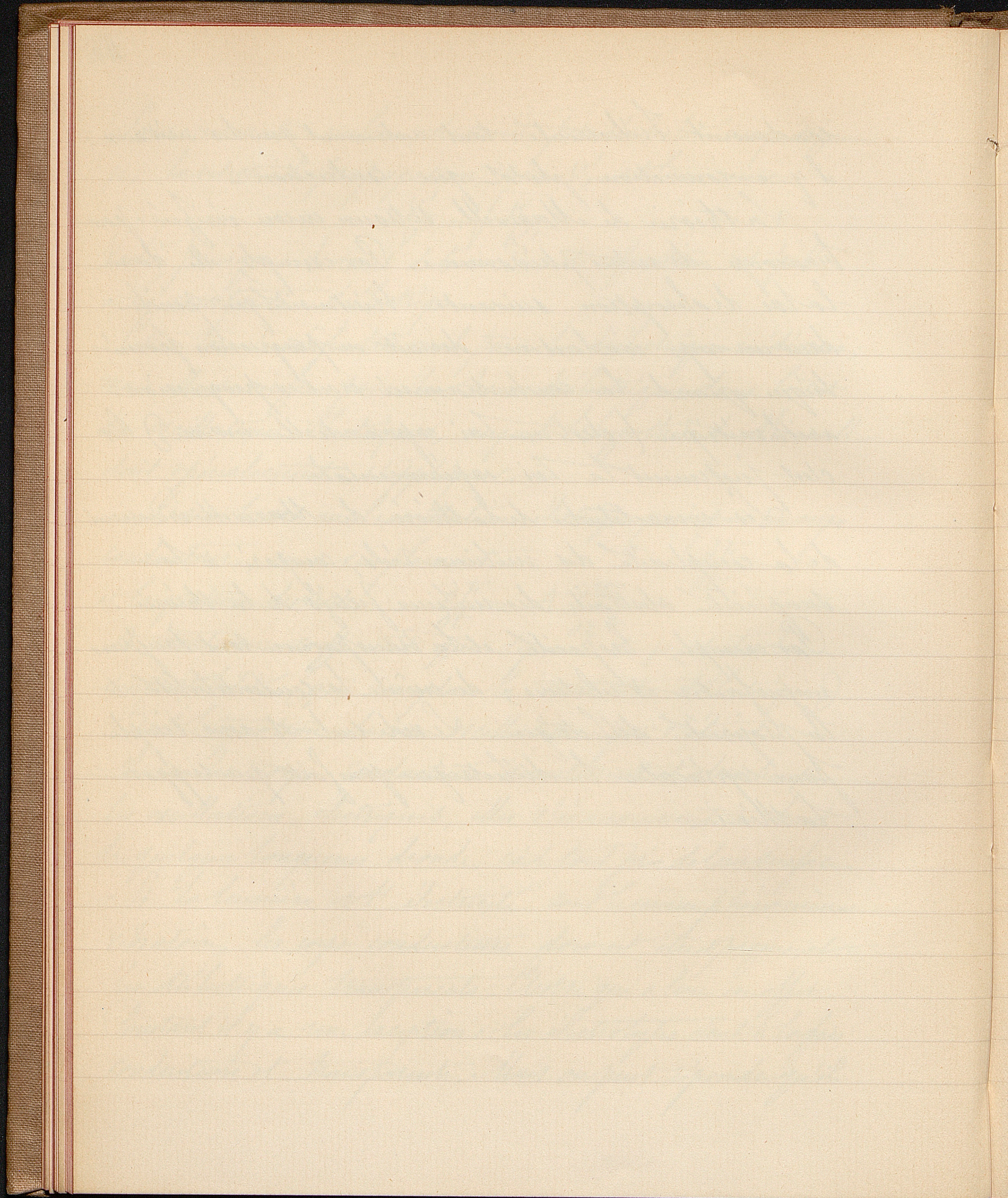
Ainsi les corps conducteurs amortissent et absorbent les oscillations électriques; elles s'évanouissent au bout de quelques longueurs d'onde, c.à.d. tout près de leur surface.

Si la lumière et l'électricité sont le même phénomène vibratoire, les corps conducteurs doivent être opaques et les diélectriques transparents. C'est ce qui a lieu en effet. Pourtant il y a une exception: les électrolytes sont à la fois conducteurs et transparents. Mais on peut répondre qu'il

conduisent l'électricité tout autrement que les métaux: il y a convection plutôt que conduction.

La théorie de Maxwell se trouve encore vérifiée par beaucoup d'autres phénomènes. Par exemple, elle donne la loi d'absorption suivante: l'intensité qui pénètre dans un corps conducteur décroît en progression géométrique quand la couche traversée croît en progression arithmétique (c'est une loi exponentielle inverse). Or c'est justement la loi expérimentale.

Les inexactitudes de la théorie de Maxwell viennent de la complexité des milieux réels, comparée à la simplicité abstraite des milieux fictifs de la théorie. Par exemple, l'opacité et la transparence sont toujours imparfaites et relatives; de même la conductibilité et la propriété diélectrique. Le vide seul est assez simple pour représenter le diélectrique parfait que suppose la théorie.



Cours de M. Pellat.

21e leçon

Electrolyse.

Lois de Faraday :

1°. Un courant de même intensité passant pendant le même temps dans un même électrolyte décompose (en) la même quantité, quelles que soient la grandeur et la forme des électrodes et de l'auge électrolytique, et quelle que soit la situation de celle-ci dans le circuit.

2°. Dans un même électrolyte traversé pendant le même temps par des courants de intensité différente, les quantités décomposées sont proportionnelles aux intensités. (Courants dérivés, avec loi de Kirchhoff)

Courant variable : $dq = kIdt$

$$q = k\int Idt = k\int dm = km.$$

3° La même quantité de électricité passant dans des électrolytes différents y rompt le même nombre de valences. Soit A le poids atomique de un métal, n sa valence ; la quantité de électricité qui dégage 1 gramme de hydrogène dégage le poids $\frac{A}{n}$ de ce métal

1 coulomb dégage $1,118 \times 10^{-3}$ gr. de argent,

par suite : $1,038 \times 10^{-5}$ de hydrogène

et $\frac{A}{n} . 1,038 \times 10^{-5}$ d'un autre métal.

22e leçon

Polarisation des électrodes.

Soit p_1 la variation de potentiel de l'anode, p_2 celle de la cathode; la force électromotrice de polarisation est:

$$e = p_1 - p_2$$

Les polarisations p_1 et p_2 sont en général de signe contraire. La f. él. de pol. e est elle-même contraire à celle qui produit le courant; de sorte que l'intensité de celui-ci est diminuée; elle n'est plus que:

$$I = \frac{E - e}{R}.$$

La force électromotrice d'une pile est l'énergie communiquée à l'unité d'électricité qui la traverse; l'énergie fournie par la pile en dt est: $EIdt$.

Dans un circuit métallique, elle produit simplement la chaleur de Joule: RI^2dt.

Mais si le circuit comprend un voltamètre, une partie de l'énergie est employée à décomposer l'électrolyte, en proportion de la quantité d'électricité qui passe; soit e' le coefficient de proportionnalité; on a:

$$EIdt = RI^2dt + e'Idt$$

d'où: $E = RI + e'$ $\qquad I = \frac{E - e'}{R}$.

Ainsi $e = e'$: la force électromotrice du voltamètre est égale à la quantité d'énergie qu'il reçoit par coulomb.

Pour que le courant puisse passer dans le voltamètre, il faut que $E_1 > e$. Ainsi une pile secondaire a toujours une force électromotrice inférieure à celle de la pile primaire qui la charge. La quantité d'électricité fournie par le courant secondaire doit être égale à celle du courant primaire.

Dépolarisation spontanée: un voltamètre abandonné à lui même perd sa force électromotrice. Une pile en circuit ouvert regagne sa force électromotrice normale. Comme la dépolarisation spontanée se produit même pendant le passage du courant, il s'établit un équilibre entre les actions polarisantes et dépolarisantes, entre la f. électromotrice et la f. contre électromotrice. La polarisation est proportionnelle à la densité du courant, c.à.d à son intensité par unité de surface. Elle est donc en raison inverse de la surface des électrodes. Pour rendre une électrode impolarisable, il suffit de lui donner une surface extrêmement grande par rapport à celle de l'autre.

~~Quand~~ On a vu que pour décomposer un électrolyte il faut une force électromotrice supérieure à la f. él. de polar. Si l'on met un voltamètre en communication avec une pile trop faible (Daniell), on constate, au moment de la

fermeture du circuit, un courant instantané direct. Si l'on sépare le voltamètre et qu'on le mette en communication avec un électromètre, on trouve une différence de potentiel précisément égale à la force électromotrice de la pile. Ainsi, les deux f. électr. étant égales et contraires, le courant ne pouvait passer. Si enfin l'on ferme le voltamètre sur un galvanomètre, on constate un courant instantané inverse, et la quantité d'électricité qui passe est égale à celle du courant direct. Les 2 électrodes sont revenues au même potentiel.

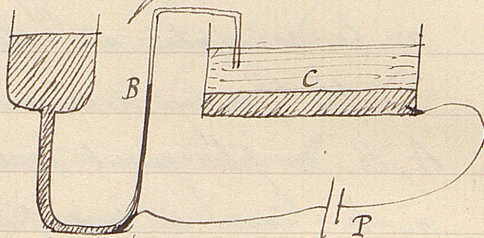
Ce phénomène est une polarisation proprement dite, sans décomposition : en effet, il n'y a pas la moindre bulle gazeuse dégagée (Expérience Donny-Marescat : on détermine l'ébullition d'une solution surchauffée en ~~y~~ produisant des bulles par l'électrolyse.) Tout se passe comme si les électrodes étaient deux condensateurs en cascade, réunis par l'électrolyte conducteur. La dépolarisation spontanée peut se représenter par la faible conductibilité des lames diélectriques, qui produit des fuites. Enfin la capacité de polarisation des électrodes est analogue à la capacité des condensateurs.

Helmholtz a expliqué ce phénomène par l'hypothèse d'une couche double d'électricités contraires qui se formerait à la surface de contact de 2 corps. Cette hypothèse se vérifie par l'expérience : deux disques de zinc et de cuivre, mis en contact, puis séparés, sont électrisés, le zinc positivement, le cuivre négat[t]: on le constate à l'électroscope.

M. Bouty a mesuré la polarisation des électrodes A, B, en plongeant tout près d'elles 2 fils de platine a, b : ceux-ci ne se polarisent pas, puisqu'aucun courant n'y passe. La différence de potentiel entre A et a est p_1 ; celle entre B et b est p_2.
M. Bouty a aussi constaté que la résistance de l'électrolyte (mesurable au moyen des mêmes fils) est la même, qu'il y ait ou non décomposition. Or on admet que ce sont les ions qui transportent l'électricité ; ils la transportent donc dans les deux cas ; mais tant que la force électromotrice est inférieure au minimum nécessaire à l'électrolyse, les ions ne se dégagent pas aux électrodes.* ~~et ne font que s'accumuler en augmentant la couche double.~~

23e leçon
Electrocapillarité.

Quand on emploie des électrodes de mercure, la constante capillaire de leur surface dépend de leur polarisation (Lippmann, 1874) c.à.d. de la variation de la différence de potentiel entre l'électrode et l'électrolyte.



De A en B, mercure; de B en C, eau acidulée; le tube B est capillaire. On emploie une pile trop faible pour produire l'électrolyse. La pression exercée par le ménisque en B a pour valeur

$$p = 2\frac{A}{R}$$ (A const. capillaire, R rayon du tube)

et elle est mesurée par la différence de niveau de A en B.
Si B est cathode, le mercure baisse dans le tube capillaire; si B est anode, le mercure monte. Dans le 1er cas, la pression capillaire augmente, dans le 2e, elle diminue; et comme R est constant (tube cylindrique), la constante capillaire varie proportionnellement.

La surface B seule se polarise, la surface C est trop grande pour se polariser. En effet, si l'on assimile les électrodes à des condensateurs en cascade, elles auront la même augmentation de charge; la différence de potentiel (polarisation) sera donc en raison inverse de la capacité, c.à.d. de la surface.

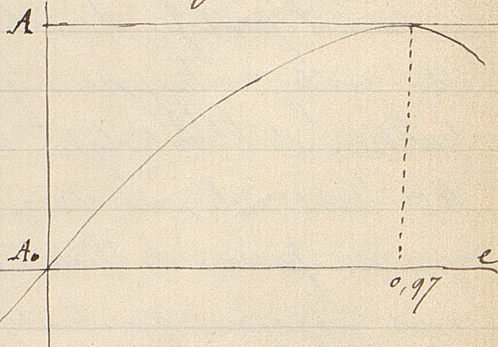
Dans l'électromètre capillaire, la variation de pression due à la déviation est insignifiante; mais c'est le rayon du ménisque qui varie, le tube capillaire étant conique. A varie en raison inverse de R.

Pour déterminer la constante capillaire A en fonction de la f. él. de pol. e, on ramène le niveau au zéro (correspondant au cas où les 2 mercures sont au même potentiel) en augmentant la pression (mesurée au manomètre) :

$$\Delta p = 2 \frac{\Delta A}{R}.$$

R étant alors constant, ΔA est proportionnel à Δp.
On mesure d'autre part la différence de potentiel e.
On trouve ainsi que A augmente avec e et atteint un maximum pour e = 0,97 volt. La fonction est sensiblement parabolique :

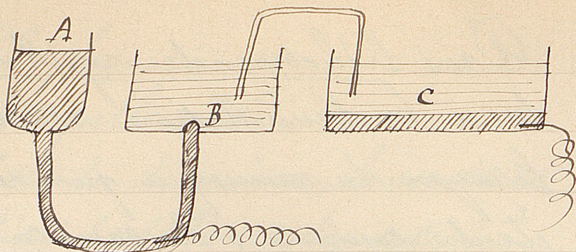
$$A - A_0 = ae - be^2$$



Si l'on dépasse le maximum, l'électrolyse se produit, une bulle d'hydrogène se dégage et interrompt l'expérience.

Si l'on polarise la surface capillaire comme anode, A diminue suivant une courbe qui prolonge la précédente; mais l'électrolyse se produit bientôt, et il se forme des cristaux de sulfate mercureux qui obstruent le tube.

Phénomène réciproque : Si l'on vient à modifier mécaniquement la surface capillaire, elle se polarise.

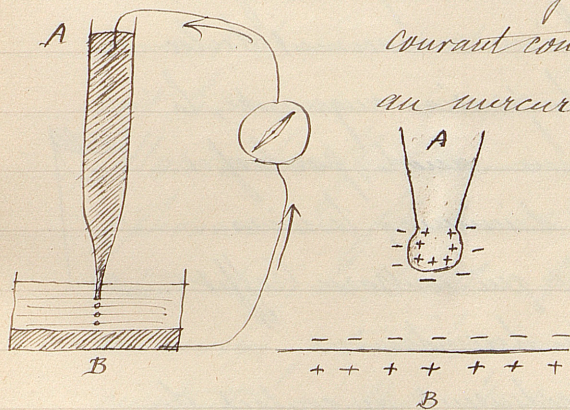


Le mercure forme un bouton en B, à l'orifice d'un tube étroit. Si l'on ~~augmente~~ augmente la surface de contact entre le mercure et l'électrolyte, on constate (soit au galvanomètre, soit à l'électromètre) que A est devenu négatif, et C positif. L'inverse a lieu si l'on diminue la surface de contact.

Ce phénomène s'explique par l'existence de la couche double. En effet, la couche double rend compte de la différence de potentiel entre le mercure et l'électrolyte : car si l'unité d'électricité traverse la couche double du positif au négatif, on effectue un travail positif, donc le potentiel est plus grand du côté positif. Supposons que le mercure possède la couche positive, et l'électrolyte la couche négative. Le mercure AB étant isolé, sa charge est constante, car il ne peut y avoir passage de l'électricité sans transport d'ions ; or nous supposons qu'il n'y a pas électrolyse. Si la surface B augmente, la capacité augmente, donc la différence de potentiel diminue. Soit E la différence de potentiel normale entre le mercure et l'électrolyte ; elle devient $E_1 < E$. Si V est le potentiel du mercure AB, celui de l'électrolyte

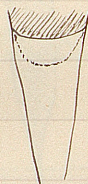
BC sera $(V-E')$, et celui du mercure C : $(V-E'+E) > V$. Dans ce cas, l'électrode C a un potentiel plus élevé que l'électrode A, ce qui est conforme à l'expérience. Dans le cas contraire, le sens du courant serait inverse. On en conclut que le mercure est normalement à un potentiel plus élevé que les électrolytes.

Quand on fait écouler le mercure par la pointe effilée de l'électromètre capillaire, en faisant communiquer les 2 mercures à travers un galvanomètre, on constate un courant continu qui va du mercure inférieur au mercure supérieur. En effet, la goutte en grossissant devrait se polariser; mais comme elle communique avec le mercure inférieur, elle produit un appel d'électricité positive qui passe par le galvanomètre. Inversement, il se produit autour de la goutte un afflux d'électricité négative qui vient de la couche inférieure; la couche double inférieure s'appauvrit donc insensiblement, mais la goutte en tombant lui rend les quantités d'électricité qu'elle emporte avec elle, et la dépolarise. Il y a donc un double mouvement d'électricité positive de A en B et d'électricité négative de B en A, c.à.d. un courant.



L'énergie de ce courant provient du travail que la pesanteur effectue contre les forces capillaires pour faire grossir et détacher la goutte ; mais une fois qu'elle est séparée, le travail de la pesanteur ne produit aucun courant.

Ce phénomène explique que le niveau de l'électromètre capillaire soit extrêmement mobile quand les 2 mercures sont réunis en court circuit, tandis qu'il éprouve une sorte de frottement ou de viscosité en circuit ouvert. C'est que dans le 1er cas, la surface ne se polarise pas, et son déplacement donne lieu à un mouvement d'électricité. Dans le 2e cas, quand la pression augmente, la surface (augmente et) ~~capillaire~~ se polarise comme anode, ~~par lag~~ et par suite sa tension superficielle diminue : le niveau tend à remonter dans le tube, ce qui contrarie l'effet de la pression qui tend à le faire descendre.



Les mêmes phénomènes se produisent au contact du mercure et de différents électrolytes ; et aussi au contact d'un amalgame de cuivre assez riche en cuivre pour jouer le rôle d'une électrode de cuivre dans une pile.

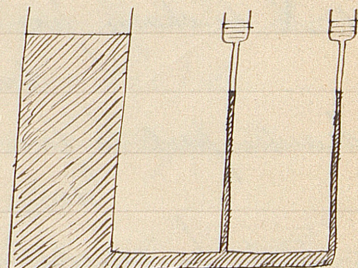
M. Krouchkoll a étudié les phénomènes électro-capillaires à la surface de séparation de 2 électrolytes non miscibles (solutions d'azotate d'urane dans l'éther et dans l'eau), et il a observé des effets identiques (qualitativement, non quantitativement)

24e leçon

M. Lippmann a découvert la loi suivante :

La constante capillaire de la surface de contact du mercure et d'un électrolyte est une fonction de la différence de potentiel, indépendante de la nature de l'électrolyte.

Voici l'expérience qui la lui a suggérée. Le mercure monte dans 2 tubes capillaires (à la même hauteur) où il est surmonté d'eau acidulée. Si dans l'un d'eux on met de l'acide chromique, on



voit le mercure y monter : sa constante capillaire a diminué. Mais si l'on fait communiquer les deux liquides par un siphon ou un fil de coton imbibé, le niveau du mercure redevient le même dans les 2 tubes. On admet que les 2 liquides sont au même potentiel, et on en conclut que la variation de la constante capillaire était due à une différence de potentiel. Mais il n'est pas sûr que 2 liquides communiquants soient au même potentiel (voir p. 73)

M. Lippmann a trouvé une relation entre la capacité de polarisation, la charge et les dérivées de la constante capillaire par rapport à la polarisation.

Considérons l'appareil de la p. 64, et supposons le système à température constante. Son état dépend de 2 variables :

la polarisation e et la surface σ du mercure en B (c'est le seul qui se polarise.) La force électromotrice de la pile est égale à la polarisation e. Quand la surface σ du mercure augmente de $d\sigma$, le travail mis en jeu est :

$$dW = -A d\sigma$$

Soit X la charge par unité de surface de la couche double :

$$dm_1 = X d\sigma$$

Si d'autre part la force électromotrice augmente de de,

$$dm_2 = Y\sigma . de$$

$Y\sigma$ étant la capacité de polarisation, proportionnelle à la surface, et Y la capacité de l'unité de surface.

Si donc l'on fait varier à la fois la surface du mercure et la force électromotrice, la variation de charge est

$$dM = X d\sigma + Y\sigma de \qquad (1)$$

Or la quantité d'électricité fournie par une pile à un système est fonction des variables qui caractérisent l'état de celui-ci, en vertu du principe de la conservation de l'électricité ; en d'autres termes, dM doit être une différentielle exacte. D'autre part, pour maintenir la température constante, il faut fournir de la chaleur au système : cela a lieu en général quand on augmente une surface capillaire, car la constante capillaire croît avec la température. La quantité de chaleur fournie est :

$$dQ = a\,d\sigma + b\,de$$

$a\,d\sigma$ est dû à la variation capillaire, $b\,de$ à un phénomène analogue à l'effet Peltier. L'énergie échangée avec l'extérieur (par le système) est : $\quad dV = dU + dW$

d'où : $\quad dU = dV - dW = J\,dQ + e\,dM + A\,d\sigma$

$$dU = J(a\,d\sigma + b\,de) + e(X\,d\sigma + Y\sigma\,de) + A\,d\sigma$$

$$= (Ja + Xe + A)\,d\sigma + (Jb + Y\sigma e)\,de \qquad (2)$$

Formons enfin la différentielle de l'entropie :

$$dS = \frac{dQ}{T} = \frac{a}{T}\,d\sigma + \frac{b}{T}\,de \qquad (3)$$

Exprimons que dM, dU et dS sont des différentielles exactes :

$$\frac{\partial X}{\partial e} = \frac{\partial(Y\sigma)}{\partial\sigma} = Y \qquad (4)$$

$$J\frac{\partial a}{\partial e} + X + e\,\frac{\partial X}{\partial e} + \frac{\partial A}{\partial e} = J\frac{\partial b}{\partial\sigma} + eY \qquad (5)$$

$$\frac{1}{T}\,\frac{\partial a}{\partial e} = \frac{1}{T}\,\frac{\partial b}{\partial\sigma} \qquad (6)$$

L'équation (6) donne immédiatement :

$$\frac{\partial a}{\partial e} = \frac{\partial b}{\partial\sigma}$$

En tenant compte de (4) et de (6), la relation (5) devient :

$$X = -\frac{\partial A}{\partial e} \qquad (7)$$

d'où, en vertu de (4) :

$$Y = -\frac{\partial^2 A}{\partial e^2}. \qquad (8)$$

[N.B. La théorie de la couche double d'Helmholtz date de 1881 ; M. Lippmann ne pouvait attribuer en 1875 à X la signification physique que nous lui donnons. En outre, il n'a pas tenu compte de la chaleur

mise en jeu ; mais on voit qu'elle disparaît de l'équation (5) en vertu de l'équation (6) qui traduit le principe de l'entropie.]

On voit que la capacité de polarisation Y ne dépend que de la différence de potentiel, et est indépendante de la nature de l'électrolyte. C'est ce que M. Blondlot a trouvé par l'expérience ; il a même constaté que Y est indépendante de la nature de l'électrode métallique.

X étant la dérivée de A par rapport à e s'annule quand A atteint son maximum. Donc pour ce maximum la couche double doit être nulle. C'est ce que M. Pellat a vérifié par expérience. Tant que la force électromotrice correspondant à ce maximum de A n'est pas atteinte, une augmentation de la surface de la goutte, servant de cathode (p. 62) produit un courant sensible au galvanomètre. Mais quand la force électromotrice devient égale à $0^v,97$, le galvanomètre ne bouge plus quand on augmente ou diminue la surface en B. Cela prouve que la couche double en B est nulle. Par suite, le mercure AB est au même potentiel que l'électrolyte BC : la seule chute de potentiel a lieu en D ; soit x la différence de potentiel normale (le mercure D n'étant pas polarisé) ; on trouve que

x est égale à la force électromotrice de la pile. Ainsi la différence de potentiel normale entre le mercure et un électrolyte est $0^v,97$.

Ce résultat permet de résoudre une question pendante depuis Volta. Pour Volta, la différence principale de potentiel était, dans sa pile, entre le zinc et le cuivre; pour Fabroni, elle était entre le zinc et l'eau acidulée. Plus tard, Clausius était de l'avis de Volta, et Maxwell de l'avis de Fabroni. On a essayé de mesurer la différence de potentiel du zinc et du cuivre en mettant en contact des disques de ces métaux; en les séparant, on trouvait une différence de potentiel considérable. Mais on ne tenait pas compte de la nature de l'air, qui jouait le rôle de diélectrique.

Or si, dans l'expérience précédente (appareil de la p. 64), on remplace le mercure par un amalgame de zinc riche en zinc, et qu'on détermine la différence de potentiel normale, on la trouve très faible: $0^v,02$.



On construit alors une pile avec une électrode de mercure et une autre en amalgame de zinc, où plongent 2 fils de platine; l'électrolyte est de l'eau acidulée. Soient V_1 et V_2 les potentiels des 2 électrodes; on a l'identité suivante:

$$V_1 + Pt|Zn + Zn|L + L|Hg + Hg|Pt = V_2$$

Or on connaît : $L|Hg = +0,97$

et $Zn|L = -0,02$

~~On mesure~~ D'autre part, $V_2 - V_1 = E$,

force électromotrice de la pile, qu'on mesure directement.

Il vient : $Pt|Zn + Hg|Pt = E + 0,02 - 0,97$

Le second membre se trouve égal à $-0^v,49$.

On en conclut que : $Zn|Hg = 0^v,49$.

Ainsi la différence de potentiel normale entre le mercure et le zinc est beaucoup plus grande qu'entre le zinc et l'électrolyte. Il doit en être de même pour le cuivre (au lieu du mercure.)

Pour mesurer la différence de potentiel normale entre le mercure et un électrolyte, on peut employer l'électromètre capillaire, en y remplaçant l'eau acidulée par l'électrolyte à étudier. On ~~cherche~~ détermine la force électromotrice qui correspond au maximum de la tension superficielle. c'est la différence de potentiel normale. Cette méthode a été employée par MM Bichat et Blondlot.

Ils ont aussi déterminé la différence de potentiel normale entre 2 électrolytes, par la méthode précédente : ils forment une pile avec les 2 électrolytes, séparés par une cloison poreuse, et y plongent 2 électrodes de mercure.

On mesure directement la force électromotrice :

$$E = Hg/L + L/L' + L'/Hg$$

Connaissant déjà Hg/L et Hg/L', on en conclut L/L'. On a ainsi trouvé qu'entre l'eau acidulée pure et l'eau acidulée contenant de l'acide chromique, il n'y a pas de différence de potentiel. Ce fait justifie après coup l'expérience de M. Lippmann et la loi qu'il en a tirée (p. 67).

L'électrolyse commence au moment où la couche double devient nulle, où par suite l'électrode est au même potentiel que le liquide. Elle ne commence pas, en général, en même temps aux deux électrodes, parce que l'une se polarise plus vite que l'autre ; on peut même supprimer l'une des électrodes et mettre l'autre en communication avec une machine électrique. Les cations parce se dégagent sur l'électrode négative, tandis que les anions forment une couche positive à la surface du liquide.

Dans l'électromètre capillaire, quand on a dépassé le maximum de la tension superficielle, on voit se former des bulles d'hydrogène au contact de la cathode, mais plus ou moins tard. Cela tient sans doute à ce que l'hydrogène forme avec le mercure un composé instable qui se dissocie au contact des bulles. Pour le vérifier, on porte brusquement la force électromotrice à une

valeur bien supérieure à la différence de potentiel normale, de manière à produire une bulle d'hydrogène au contact de la cathode, puis on redescend au-dessous de 0v,97; la bulle reste stationnaire. Mais dès qu'on dépasse la valeur normale, on voit la bulle grossir, ce qui prouve que l'électrolyse se produit.

On peut aussi observer l'intensité du courant au galvanomètre. Tant que la force électromotrice est inférieure à 0v,97, il n'y a qu'un faible courant de dépolarisation; mais quand la force électromotrice dépasse 0v,97, le courant augmente rapidement d'intensité.

0v,97

M. Lippmann a montré que quand les électrodes sont du même métal que l'électrolyte, elles ne se polarisent pas. Il faut en conclure qu'un métal a le même potentiel qu'un sel de ce métal.

M. Sokoloff a fait tout récemment des expériences pour déterminer la force électromotrice minima nécessaire pour décomposer l'eau acidulée au moyen d'une très petite électrode (fil de platine dans un tube de verre qui ne laisse à nu que l'extrémité.) Il faut que la polarisation atteigne 0v,64 pour que les bulles se produisent. Donc les ions ne se dégagent pas au-dessous de cette valeur

25e leçon

Mesures électromagnétiques.

Loi de Kirchhoff, relative aux circuits dérivés. Soit AB une branche d'un circuit dérivé, V_0 le potentiel en A, V_1 le potentiel en B ; R sa résistance, I l'intensité du courant qui la traverse, ~~et E la~~ comptée positivement dans le sens AB, E la force électromotrice intercalée dans cette branche, comptée positivement si elle donne naissance à un courant de sens positif : la 2e loi de Kirchhoff se traduit par la formule :

$$IR - E = V_0 - V_1.$$




ECOLE NORMALE SUPERIEURE

38 – 76.

Table des matières.

Cours d'Electricité de M. Bouty (suite et fin):